

Über die Tiefenzirkulation und die vertikale Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich
Geowissenschaften
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Marcus Dengler

aus

Nürnberg

Hamburg

November 2000

Als Dissertation angenommen von Fachbereich Geowissenschaften
der Universität Hamburg
auf Grund der Gutachten von Prof. Dr. D. Quadfasel
und Prof. Dr. J. Backhaus

Hamburg, den 7. November 2000

Prof. Dr. U. Bismayer
Dekan
des Fachbereichs Geowissenschaften

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Zirkulation und Hydrographie des Indischen Ozeans	5
2.1 Topographie des Indischen Ozeans	5
2.2 Das Windfeld	7
2.3 Die windgetriebene Zirkulation	8
2.3.1 Saisonale Entwicklung des Somalistroms	10
2.3.2 Monsunresponse der tieferen Schichten im Somalibecken	11
2.3.3 Der Einfluß von niederfrequenten Wellen auf den Somalistrom	12
2.3.4 Saisonale Entwicklung des Monsunstroms	14
2.3.5 Wyrтки Jet und äquatoriale Wellen	15
2.4 Die Tiefenzirkulation	15
2.4.1 Tiefenrandströme im östlichen Indischen Ozean	17
2.4.2 Tiefenströmung im westlichen Indischen Ozean	18
2.5 Zusammenfassung	25
3. Die Datengrundlage	27
3.1 Das Projekt WOCE-Monsunzirkulation	27
3.2 Die Daten	28
3.2.1 Hydrographische Daten	31
3.2.2 Direkte Strömungsmessungen	32
3.2.3 Bathymetrische und Meteorologische Daten	41
4. Methode zur Berechnung von absoluten Transporten	43
4.1 Motivation: Die Referenzierung der geostrophischen Strömung	43
4.2 Die barotrope Strömungskomponente der LADCP Daten	45
4.3 Bestimmung der ageostrophischen Strömungskomponente	48
4.4 Bestimmung der Gezeitenströmung	52
4.4.1 Grundlagen	52
4.4.2 Harmonische Analyse von Strömungszeitserien	56
4.4.3 Barotrope und barokline Gezeitenströmungen	57

4.4.4	Berechnung der Gezeitenströmungen aus den Verankerungsdaten .	59
4.4.5	Gezeitenströmungen im Arabischen Meer und auf 80°Ost	63
4.4.6	Vergleich der Ergebnisse mit einem globalen hydrodynamischen Gezeitenmodell	65
4.5	Vergleich der direkten Strömungsmessungen	70
4.5.1	Abschätzung des Fehlers der Pegasusmessungen	70
4.5.2	Abschätzung des Fehlers der LADCP Messungen	73
4.5.3	Diskussion der Ergebnisse	76
4.6	Zusammenfassung	78
5.	Die Tiefenzirkulation im Somalibecken	81
5.1	Großskalige Zirkulation	81
5.1.1	Eigenschaften des Tiefenwassers	81
5.1.2	Salzgehalte auf potentiellen Temperaturflächen	87
5.1.3	Strömungskarten	88
5.1.4	Äquatoriale Deep Jets	92
5.2	Die Tiefenzirkulation im nördlichen Somalibecken	95
5.2.1	Bilanzen über den Arabisch-Indischen Rücken	95
5.2.2	Zeitserien der Tiefenströmung	98
5.2.3	Abschätzungen des Randstromtransports	101
5.3	Diskussion und Zusammenfassung der Ergebnisse	103
6.	Parameterisierungen der vertikalen Vermischung und äquatoriale Un- tersuchungen	105
6.1	Vertikale Vermischung im Ozean	105
6.2	Interne Trägheitsschwerewellen im tiefen Ozean	106
6.2.1	Eine spektrale Beschreibung des internen Wellenfeldes	109
6.2.2	Das äquatoriale Scher- und Spannungsspektrum	116
6.2.3	Das dynamische Gleichgewicht interner Wellen im tiefen Ozean .	120
6.3	Feinstruktur Parameterisierungen der Dissipation	122
6.3.1	Dissipationsmodelle interner Wellen	122
6.3.2	Die Gregg-Henyey-Polzin Parameterisierung	124
6.3.3	Parameterisierung der Dissipation von <i>Kunze et al.</i> (1990)	126
6.3.4	Äquatoriale Dissipationsabschätzungen	128
6.3.5	Parameterisierung des turbulenten Austauschkoeffizienten	131
6.3.6	Diskussion der äquatorialen Ergebnisse	132
6.4	Zusammenfassung	134

7. Vertikale Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean	136
7.1 Motivation	136
7.2 Das interne Wellenfeld im nordwestlichen Indischen Ozean	137
7.2.1 Energie des internen Wellenfeldes in Abhängigkeit der Frequenz	137
7.2.2 Das interne Wellenfeld in Abhängigkeit der vertikalen Wellenzahl	139
7.2.3 Berechnung von Scherspektren aus LADCP Daten	143
7.2.4 Verteilung der Scherungsvarianz im Untersuchungsgebiet	151
7.3 Verteilung der Dissipation und des vertikalen Austausches	157
7.3.1 Verteilung des Schichtungsparameters	157
7.3.2 Das lokale Verhältnis des Scherfeldes zum Spannungsfeld	159
7.3.3 Verteilung der turbulenten Dissipationsrate	161
7.3.4 Verteilung des vertikalen Austauschkoeffizienten	164
7.3.5 Fehlerabschätzung	166
7.4 Beschreibung des Anregungsmechanismus	168
7.4.1 Wechselwirkung zwischen Topographie und periodischer Strömung	169
7.4.2 Horizontale Propagation interner Wellen	171
7.4.3 Energie der baroklinen Gezeiten	173
7.4.4 Zeitliche Variabilität der Rossbywellen	175
7.5 Diskussion der Ergebnisse	177
7.6 Zusammenfassung	181
8. Zusammenfassung	183
Literaturverzeichnis	187

1. Einleitung

Das in größeren Tiefen des Ozeans vorgefundene kalte Wasser wird in hohen Breiten durch einen Wärmeverlust an der Meeresoberfläche gebildet. Es sinkt durch Konvektion auf den Meeresboden ab und strömt von dort in alle tiefen Becken des Ozeans. Die Produktionsrate von Tiefenwasser im Weltozean beträgt ca. 30 Sv¹.

Das heutige Verständnis der Tiefenzirkulation beruht auf einer von *Stommel und Arons* (1960a) entwickelten Modellvorstellung. Das Modell basiert auf der Annahme, daß das in den Entstehungsgebieten absinkende Wasser durch einen über die gesamte Fläche des Ozeans gleichmäßigen Aufstieg balanciert wird. Weiterhin wird vorausgesetzt, daß die Tiefenströmung im geostrophischen Gleichgewicht ist. Dies impliziert, daß der vertikal integrierte Massenfluß im Inneren des tiefen Ozeans polwärts strömt. Um den polwärtigen und vertikalen Massenfluß zu balancieren, wurden tiefe westliche Randströme eingeführt, die das Wasser aus den Absinkregionen der Arktis und Antarktis nach Süden bzw. Norden transportieren. Die späteren Beobachtungen von tiefen westlichen Randströmen in allen Ozeanen stellen eine grundlegende Bestätigung des Modells dar.

Aus theoretischen Überlegungen und Laborexperimenten mit Meerwasser folgte *Sandström* (1908), daß sich eine meridionale Umwälzungszirkulation im Ozean nur aufrecht erhalten läßt, wenn sich die Wärmequelle in größeren Tiefen als die Quelle von kaltem Wasser befindet. Der Ozean wird aber fast ausschließlich von der Sonne, und damit an der Oberfläche, erwärmt; folglich gibt es nur eine sehr schwache Zirkulation und der Ozean füllt sich langsam mit kaltem Wasser auf.

Die Beobachtungen der vertikalen Dichteverteilung und einer starken meridionalen Umwälzungszirkulation im Ozean widersprechen diesen Überlegungen. *Sandström* (1908) ging bei der Aufstellung des Theorems von einem idealen Fluid aus, welches nicht durch Vermischung beeinflusst ist. Durch vertikale Vermischung kann Wärme von der Oberflächenschicht in die tieferen Schichten des Ozeans transportiert werden und dabei die horizontalen Dichtegradienten erzeugen, die den Antrieb für die meridionalen Umwälzungszirkulation darstellen.

Um die beobachtete Vertikalverteilung der Dichte gegen die Tiefenwasserproduktionsrate aufrecht zu erhalten, ist eine hohe vertikale Vermischungsrate notwendig. *Munk* (1966) untersuchte die Verteilung einer Reihe von gemessenen ozeanographischen Variablen in

¹ 1 Sv (1 Sverdrup) entspricht $10^6 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$.

größeren Tiefen des Ozeans und zeigte, daß allein ein Gleichgewicht zwischen vertikaler Advektion und vertikaler Diffusion die beobachteten Verteilungen erklären kann. Der für das Gleichgewicht benötigte vertikale Austauschkoeffizient liegt in der Größenordnung von $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, und ist damit einen Faktor 100 größer als der molekulare Diffusionskoeffizient.

Entfernt von der Meeresoberfläche und von Fronten wird die Vermischung im Ozean durch das Brechen interner Wellen hervorgerufen. Direkte Messungen der vertikalen Vermischung in Tiefseeebenen haben gezeigt, daß der Austauschkoeffizient in der Größenordnung von $1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ liegt (*Ledwell et al.*, 1993; *Kunze und Sanford*, 1996). Lokal, im Zusammenhang mit Topographie, z.B. an mittelozeanischen Rücken oder an nahe an die Oberfläche ragenden untermeerischen Kuppen, sind dagegen sehr hohe Vermischungsraten festgestellt worden (*Polzin et al.*, 1996b; *Lueck und Mudge*, 1997). *Munk und Wunsch* (1998) konnten zeigen, daß die Horizontalgeschwindigkeiten in der Tiefe ausreichend hoch sind, um stark vermisches Wasser gleichmäßig im Ozean zu verteilen. Das Problem verlagerte sich dadurch auf die Suche nach *hot spots*, die sich durch besonders starke Vermischung auszeichnen.

Für die Aufrechterhaltung der vertikalen Dichteverteilung im Ozean wird eine Energie von ca. 2 TW benötigt (*Munk und Wunsch*, 1998). Als Energielieferant werden die Gezeiten und der Wind angesehen, die beide zu etwas gleichen Anteilen an der Aufrechterhaltung der ozeanischen Schichtungverhältnisse beteiligt sind. Anhand der von Satelliten gemessenen Meeresoberflächenauslenkung zeigten *Egbert und Ray* (2000), daß 1 TW der Gezeitenenergie im tiefen Ozean an die Schichtung abgegeben werden, wobei 10% davon alleine im westlichen Indischen Ozean dissipiert werden. Der Wind kann direkt oder indirekt zur Vermischung im Ozean beitragen. Auf dem direkten Weg können winderzeugte Strömungen zu Vermischung führen. Der Wind kann aber auch durch die Anregung von mesoskaligen Wirbeln oder internen Wellen im tiefen Ozean zur Vermischung beitragen.

Im Gegensatz zum Atlantik und Pazifik werden im Indischen Ozean zwei nach Norden setzende Randströme beobachtet. Im westlichen Teil setzt ein Randstrom ausgehend vom Antarktischen Wasserring entlang des Kontinentalfußes von Afrika nach Norden (*Warren*, 1978). Dieser Randstrom ventiliert schließlich das Tiefenwasser im Arabischen Becken nördlich des Äquators (*Warren*, 1981b; *Fieux und Swallow*, 1988; *Quadfasel et al.*, 1997). Der Einstrom von Tiefenwasser in das Somalibecken durch die Amirantenpassage liegt zwischen 1,0 und 1,8 Sv (*Johnson et al.*, 1998).

Das Somalibecken ist unterhalb von 3800 m abgeschlossen, so daß das einströmende Tiefenwasser dort aufsteigen muß. Die Fläche des Beckens im 3800 m Tiefenniveau wird von *Fieux und Swallow* (1988) mit $3 \times 10^{12} \text{ m}^3$ angegeben. Unter der Annahme eines gleichförmigen Auftriebs über das gesamte Becken ergibt sich eine Vertikalgeschwindigkeit von $4 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$, ein Faktor 4 größer als die mittlere Vertikalgeschwindigkeit des

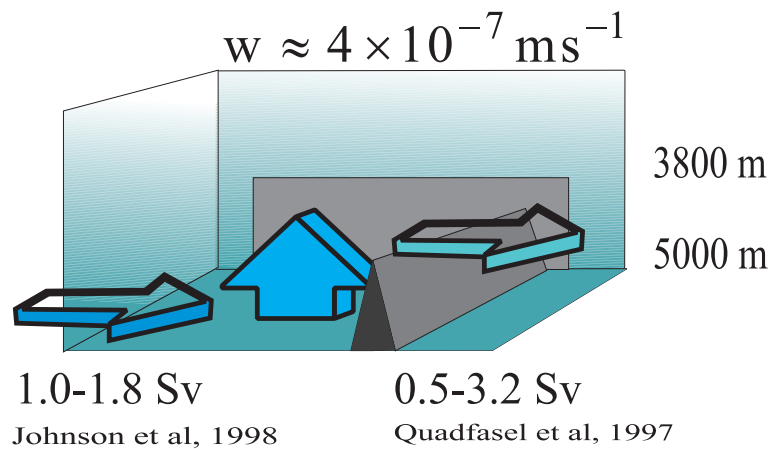


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Motivation dieser Arbeit. Der von *Johnson et al.* (1998) bestimmte Einstrom in das Somalibecken beträgt ca. 5% der globalen Tiefenwasserproduktionsrate. Das Somalibecken ist unterhalb 3800 m abgeschlossen, so daß das Tiefenwasser aufsteigen muß. Der aus der Volumenbilanz resultierende Auftrieb ist um einen Faktor vier höher als der mittlere Auftrieb im Ozean. Die Motivation dieser Arbeit ist, die für den hohen Einstrom verantwortliche Prozesse zu untersuchen.

Weltozeans. Ziel ist es, einen Zusammenhang zwischen der Tiefenzirkulation, dem Auftrieb und der kleinskaligen vertikalen Vermischung, die diesen balanciert, herzustellen.

Diese Arbeit ist wie folgt aufgebaut: im nächsten Kapitel wird ein Überblick über die Topographie, das Windfeld und die Oberflächenzirkulation des Indischen Ozeans gegeben. Es folgt eine Vorstellung von vorangegangener Beobachtungen zur Tiefenwasserausbreitung. In Kapitel 3 wird der für diese Arbeit zur Verfügung stehende umfangreiche Datensatz vorgestellt, wobei auch auf die Datenauswertung eingegangen wird. Kapitel 4 beschäftigt sich mit einem Verfahren zur Berechnung von absoluten Transporten. Hier wird versucht, daß klassische Problem der physikalischen Ozeanographie der Referenzierung geostrophischer Strömung durch die Verwendung moderne Meßmethoden zu lösen. Dabei wird auch ein Verfahren zur Berechnung der barotropen und baroklinen Gezeitenströmung vorgestellt. In Kapitel 5 wird die Tiefenzirkulation im Somalibecken beschrieben.

In Kapitel 6 werden die Grundlagen zur Parameterisierung der Vermischung aus Feinstrukturdaten anhand von Beispielen aus dem äquatorialen Bereich des Somalibeckens vorgestellt. Es werden Untersuchungen zum internen Wellenfeld am Äquator dargelegt, und der vertikale Austauschkoefizient abgeschätzt. Kapitel 7 beschäftigt sich mit dem internen Wellenfeld und der Vermischung im nördlichen Somalibecken und in den östlich angrenzenden Gebieten. Es wird gezeigt, daß die starke vertikale Vermischung in diesem

Gebiet über eine Energiekaskade von Monsunwinden über planetarische Wellen zu internen Wellen erklärt werden kann. Das letzte Kapitel bildet die Zusammenfassung der Ergebnisse.

2. Zirkulation und Hydrographie des Indischen Ozeans

Die nördliche Begrenzung durch Landmassen in subtropischen Breiten prägt die besondere Rolle des Indischen Ozeans in der globalen Zirkulation. Heraus folgt ein netto Wärmeeintrag der Atmosphäre in den Ozean, welcher nicht wie im Atlantik oder Pazifik in den subtropischen Regionen ausgeglichen werden kann. Der Gleichgewichtszustand fordert hier einen Abtransport der Wärme nach Süden. Dies geschieht durch eine meridionale Massenumwälzung mit einem südwardigen Nettotransport von warmen Wasser, dessen Masse durch Auftrieb aus tiefer gelegenen Schichten ersetzt wird und dort einen nordwardigen Transport zur Folge hat. Die unterschiedlichen thermischen Eigenschaften von Wasser und Land bewirken weiterhin die halbjährliche Umkehr des vorherrschenden Windfeldes. Die Oberflächenzirkulation des nördlichen und äquatorialen Indischen Ozeans weist daher die höchste saisonale Variabilität im Weltozean auf. Zudem führt die Anregung von planetarischen Wellen durch die Änderung der Rotation im Windfeld zu starken Fluktuationen der Tiefenströmung im Untersuchungsgebiet.

2.1 Topographie des Indischen Ozeans

Im Gegensatz zum Atlantik, dessen Topographie hauptsächlich durch den Mittelozeanischen Rücken bestimmt wird, weist die Topographie des Indischen Ozeans neben dem Mittelozeanischen Rücken weitere ausgedehnte ozeanische Rücken auf. Eine Übersicht der Topographie ist in Abbildung 2.1 gegeben. Der Mittelozeanische Rücken findet im Indischen Ozean seine Fortsetzung durch die Gebirgszüge des Westlichen Indischen Rückens und des Zentralindischen Rückens. Durch seine nordwardige Verlängerung, den Arabisch-Indischen Rücken, findet er Anschluß an das Festland im Golf von Aden. Im Süden verbindet der Indisch-Antarktische Rücken die Fortsetzung im Pazifik. Weitere bedeutende ozeanische Rücken sind der Östliche Indische Rücken, der Malediven Rücken, der Maskarenenrücken sowie der Madagaskar- und der Westaustralische Rücken.

Im nordwestlichen Indischen Ozean separiert der Arabisch-Indische Rücken, auch als Carlsberg Rücken bezeichnet, das Somalibecken von dem Arabischen Becken. Die Owens-

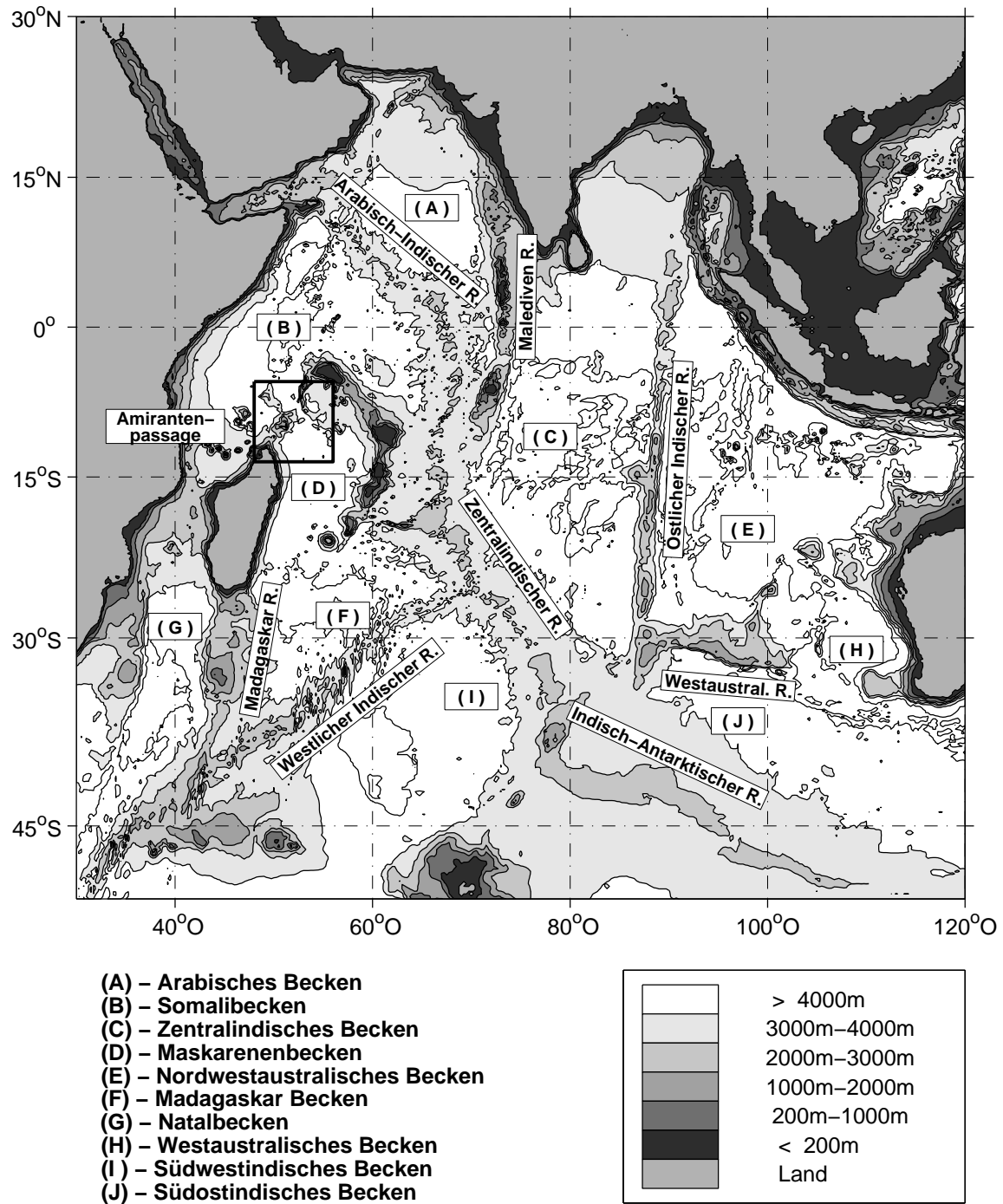


Abbildung 2.1: Ozeanische Rücken (R.) und Tiefseebecken des Indischen Ozeans (Daten-grundlage: NGDC TerrainBase).

bruchzone durchsetzt den Arabisch-Indischen Rücken bei 8° N bis 12° N und 56° O bis 58° O. In diesem Bereich liegt die tiefste Verbindung zwischen den beiden Becken, dessen Schwelle von *Wyrtki* (1971) auf eine Tiefe von 3800 m geschätzt wurde. Das Somalibecken ist im Süden durch die Amirantenpassage mit dem Maskarenenbecken verbunden. Im Osten wird das Arabische Becken von dem Malediven Rücken begrenzt. Hier sind keine tiefer gelegenen Schwellen zum östlich angrenzenden Zentralindischen Becken bekannt.

Der Östliche Indische Rücken trennt das Zentralindische Becken von dem Nordwestaustralischen Becken im östlichen Indischen Ozean. Zwischen 2° S und 11° S sind eine Reihe von Tiefseeschwellen mit Tiefen über 4000 m bekannt (*Sclater und Fischer*, 1974; *Kanaev*, 1977). Darüber hinaus entdeckten *McCarthy et al.* (1997) einen Bruch zwischen der im Süden gelegenen Verbindung des Östlichen Indischen Rückens und des Westaustralischen Rückens bei 28° S mit einer Schwellentiefe größer als 4400 m.

Zusammenfassend wird deutlich, daß die Ausbreitung des von Süden her einströmenden Tiefenwassers in Bodennähe des Indischen Ozeans durch die zahlreichen Rückensysteme stark eingeschränkt wird. In der Darstellung von vorangegangenen Untersuchungen zur Ausbreitung des Tiefenwassers im Abschnitt 2.4 wird dies noch weiter ausgeführt.

2.2 Das Windfeld

Der nördliche Indische Ozean weist zusammen mit den südostasiatischen Gewässern das am stärksten vom Monsun geprägte Klima der Erde auf. Dieses äußert sich durch eine komplette Richtungsumkehr des Windfeldes zwischen den Winter- und Sommermonaten. Die typischen Wind- und Luftdruckverhältnisse während des Nordostmonsuns im Winter und des Südwestmonsuns im Sommer sind in Abbildung 2.2 dargestellt.

Während des Nordostmonsuns unterscheidet sich die atmosphärische Zirkulation nur geringfügig von der in den gleichen Breiten der anderen Ozeane vorherrschenden Zirkulation. Ähnlich wie in den Passatregionen sind über dem nördlichen Indischen Ozean nordöstliche Winde vorherrschend, welche südlich des Äquators im Bereich bis 10° S mit dem in der Südhemisphäre vorherrschenden Südostpassat konvergieren. Dieses Gebiet beschreibt die Kalmenzone im Indischen Ozean und ist durch ein Minimum im Luftdruck ausgezeichnet.

Im Mai findet der Übergang vom Nordostmonsun zum Südwestmonsun statt. Die Winddrehung verläuft in zyklonaler Richtung und führt zum Auftreten von starken Westwinden auf dem Äquator. Während des Südostmonsuns setzt sich der Südostpassat aus der Südhemisphäre über den Äquator hinweg nach Norden fort. Die Ausbildung eines Tiefdruckgebietes über Indien und der Arabischen Halbinsel ruft ein stetiges Windfeld mit hohen Windgeschwindigkeiten über dem gesamten nordwestlichen Indischen Ozean hervor. Die Werte des Windstress während des Südwestmonsuns sind im nördlichen So-

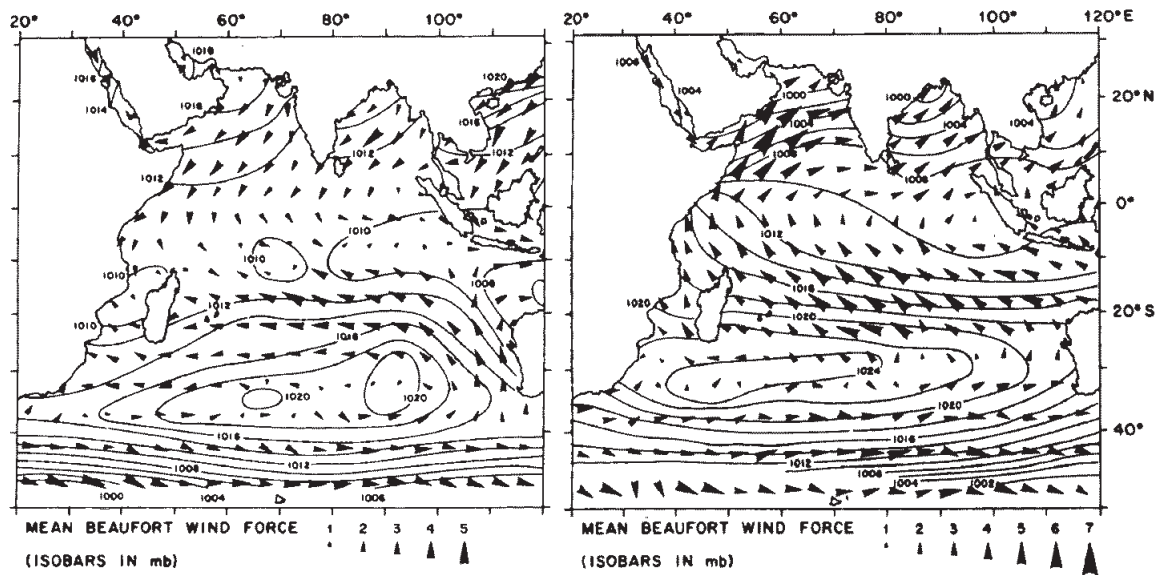


Abbildung 2.2: Windverhältnisse und Luftdruck an der Meeresoberfläche über dem Indischen Ozean im Januar (links) während des Nordostmonsuns und im Juli (rechts) während des Südwestmonsuns. Die Windgeschwindigkeiten sind in Beaufort angegeben (Aus Knox (1987)).

malibecken bei 10° N bis zu drei mal größer als die des Nordostmonsuns. Der Südostpassat nimmt gleichzeitig die höchsten Geschwindigkeitswerte an. Die Position der Kalmenzone ändert sich nur geringfügig. Fluktuationen mit Perioden zwischen 30 und 50 Tagen modulieren besonders das zonale Windfeld (*Madden und Julian, 1972*). Im November tritt die zweite Zwischenphase ein und der Wind dreht in antizyklonaler Richtung nach Nordost. Dabei kommt es wieder zum Auftreten von starken Westwinden am Äquator.

Ähnlich dem atlantischen und pazifischen Klima existiert auf der südlichen Hemisphäre bei 30° S ein Hochdruckgebiet unabhängig von der Jahreszeit. Mit ihm verbunden ist eine zyklonale Zirkulationszelle. Den nördlichen Teil der Zelle bildet der stetige Südostpassat, während der südliche Teil von den für die mittleren Breiten typischen variablen Westwinden eingenommen wird.

2.3 Die windgetriebene Zirkulation

Die Oberflächenzirkulation in der Südhemisphäre bis ca. 5° S wird durch den Subtropenwirbel bestimmt (Abbildung 2.3). Der nördliche Teil des Subtropenwirbels wird von dem Südäquatorialstrom (SE) eingenommen, welcher Wasser des Indischpazifischen Einstroms in einem breiten Band nach Westen transportiert (*Gordon et al., 1997*). Östlich von Madagaskar fließt ein Teil des Südäquatorialstroms in den nach Süden sich fortsetzenden

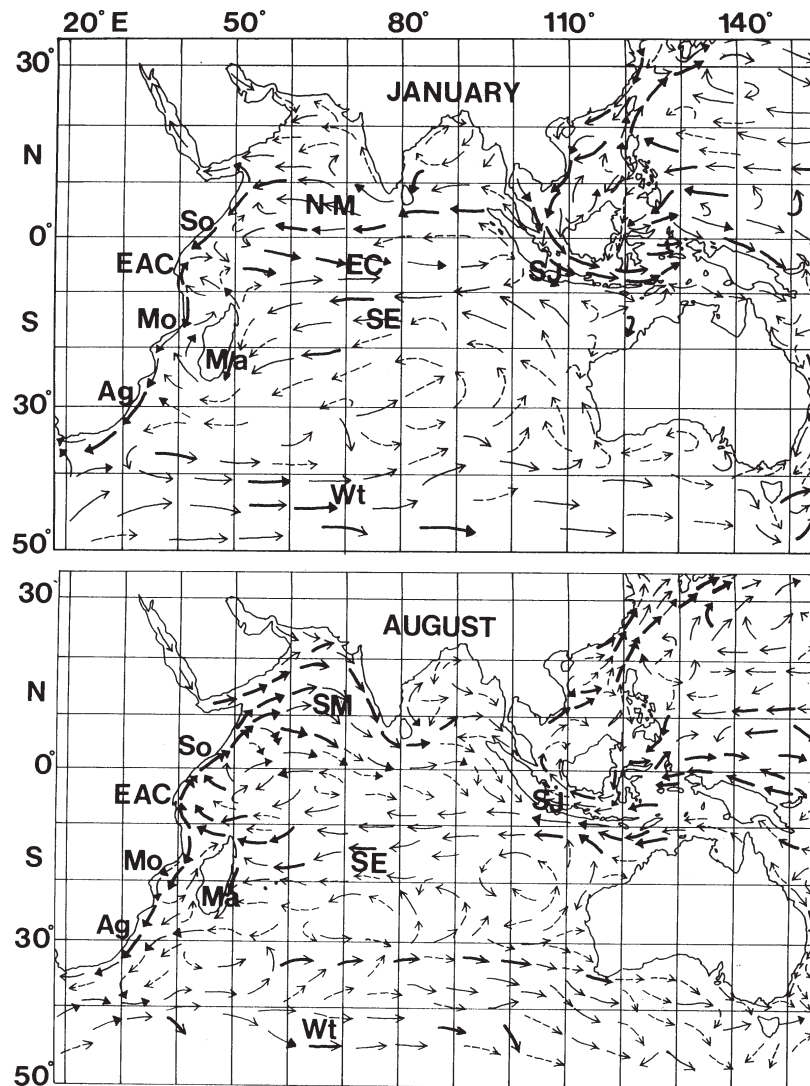


Abbildung 2.3: Oberflächenzirkulation im Indischen Ozean während des Nordostmonsuns (oben) und des Südwestmonsuns (unten). Die Pfeildicke kennzeichnet die Konstanz der Strömungen. NM - Nordostmonsunstrom, So - Somalistrom, SM - Südwestmonsunstrom, EAC - Ostafrikanischer Küstenstrom, EC - Äquatorialstrom, SJ - Süd Java Strom, Mo - Mosambique Strom, Ma - Madagaskar Strom, Ag - Agulhas Strom, Wt - Westwindtrift oder Südindischer Strom (*Deutsches Hydrographisches Institut (1960)*).

Madagaskar Strom. Kurz vor der afrikanischen Küste teilt sich der Südäquatorialstrom vollständig in den nach Süden setzenden Mosambique Strom (Mo) und den nach Norden fließenden Ostafrikanischen Küstenstrom (EAC). Der südliche Teil des Subtropenwirbels wird von der Westwindtrift (Wt) eingenommen. Die Strömung in diesem Bereich wird auch Südindischer Strom genannt. Der Transport des Südindischen Stroms nimmt nach Osten hin stetig ab (*Stramma, 1992*).

Als Folge der Windumkehr ändert sich auch die Oberflächenzirkulation im äquatorialen und nördlichen Indischen Ozean. Während des Nordostmonsuns fließt der Nordostmonsunstrom (NM) nördlich des Äquators nach Westen und speist den Somalistrom, der entlang der Küste Somalias nach Südwesten strömt. Südlich des Äquators trifft der Somalistrom auf den von Süden kommenden Ostafrikanischen Küstenstrom (EAC), die zusammen die Quelle für den Äquatorialen Gegenstrom (EC) bilden (*Düing und Schott, 1978; Swallow et al., 1991*).

Im Südwestmonsun überquert der Ostafrikanische Küstenstrom den Äquator und speist den Somalistrom. Die Strömungen in der Arabischen See sind jetzt östlich und bilden den Südwestmonsunstrom (SM). Der als Folge des Monsunwechsels und der Änderung der Niederschlagsrate auftretende Süd Java Strom (SJ) (*Quadfasel und Cresswell, 1992*) kehrt ebenso seine Richtung um.

2.3.1 Saisonale Entwicklung des Somalistroms

Der saisonale Richtungswechsel des Somalistroms vollzieht sich nicht abrupt entlang der gesamten Küste Somalias, sondern in mehreren Schritten, dessen Übergänge durch relativ kurze Zeitskalen gekennzeichnet sind. Zwischen den schnellen Übergangsphasen liegen Perioden, in denen sich die Zirkulation nur wenig ändert (*Quadfasel, 1982*). Die verschiedenen Phasen der Entwicklung sind in Abbildung 2.4 dargestellt.

Nach dem Einsatz des Südwestmonsuns im Juni bis Juli (Abbildung 2.4 (a)) überströmt der Somalistrom den Äquator von Süden und löst sich zwischen 2° N und 5° N von der Küste ab. Ende Juni oder Anfang Juli bildet sich ein antizyklonaler Wirbel mit einem Zentrum bei 8° N aus. Dieser Wirbel wurde von *Findlay* (1866) auf den Namen "Great Whirl" getauft. In den Gebieten der Küstenablösung der beiden Wirbel bei 5° N und 10° N bilden sich starke Auftriebsgebiete (Abbildung 2.4).

Zwischen August und September wandern beide Wirbel etwas nördlich, oder das Zweiwirbelsystem kollabiert, und der Somalistrom fließt als kontinuierliches Band nach Norden. Im August und September 1995 zeigte sich beispielsweise ein verstärkter südlicher Wirbel; das Zentrum des Great Whirls lag bei ca. 10° N, und die Oberflächenströmungen des Great Whirls erreichten Geschwindigkeiten von über $2,5 \text{ m s}^{-1}$ (*Schott et al., 1997*). Bei einem Zusammenbruch des Wirbelsystems wandert das südliche Auftriebsgebiet mit hohen Geschwindigkeiten nach Norden (*Evans und Brown, 1981*). Obwohl Anfang November südliche Winde am Äquator einsetzen, bleibt der über den Äquator fließende Somalistrom bis Ende November ausgeprägt (*Schott und Fieux, 1985*).

Im Nordostmonsun bis Februar ist der Somalistrom als ein mit der Tiefe abnehmender südwärtiger Randstrom vorhanden. Zwischen März und April verlagert sich der auf die Küste zuströmende Einstrom aufgrund der Rotation des Windfeldes nach Süden.

Während des einsetzenden Südwestmonsuns entwickelt sich an der Küste wieder der nordwärtige Somalistrom mit einem Auftriebsgebiet zwischen 3°N und 4°N .

2.3.2 Monsunresponse der tieferen Schichten im Somalibecken

Während die Oberflächenzirkulation und ihre zwischenjährlichen Schwankungen gut bekannt sind, liegen über den Monsunresponse in größeren Tiefen nur wenige Messungen vor. Im Great Whirl konnte im August 1993 eine antizyklonale Strömung bis in eine Tiefe von 300 m festgestellt werden (Fischer *et al.*, 1996). Im August 1995 reichte die antizyklonale Strömung des Great Whirls sogar bis in eine Tiefe von über 1000 m (Schott *et al.*, 1997). Die dort gemessenen Geschwindigkeiten betrugen noch über $0,1\text{ m s}^{-1}$.

Vor dem Einsatz des Südwestmonsuns wurden von Bruce und Volkmann (1969) antizyklonale Strömungen in Tiefen von 2000 m beobachtet. Sie vermuteten, daß die Bewegung ein Relikt des von dem vorangegangenen Südwestmonsun erzeugten Great Whirls darstellt. Einen in Tiefen von 700 m liegenden antizyklonalen Wirbel beobachteten auch Quadfasel und Schott (1982) während des Einsatzes des Südwestmonsuns im Jahr 1979. Aufgrund der Salzgehaltsverteilung im Zentrum des Wirbels hielten die Autoren einen Zusammenhang mit dem Great Whirl aus dem vorangegangenen Sommer aber für unwahrscheinlich.

Eine mit dem Monsun variable Strömung in 700 - 800 m Tiefe konnte von Schott und

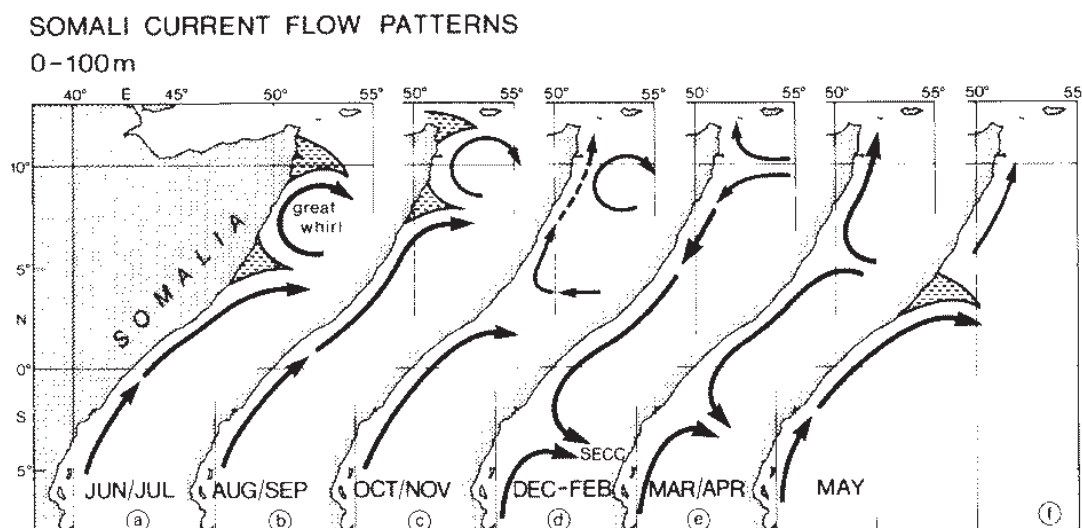


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung der saisonalen Entwicklung des Somalistroms in den oberen 100 m. Die gestrichelten Flächen kennzeichnen Auftriebsgebiete. (aus Schott *et al.* (1990))

Fischer (2000) in der Passage zwischen Sokotra und Somalia festgestellt werden. Dieser Unterstrom beförderte während des Nordostmonsuns salzreiches Rotes Meer Wasser von dem Golf von Aden in das nördliche Somalibecken. Während des Südwestmonsuns wurden nördliche Strömungen in dieser Tiefe beobachtet.

Schließlich stellten *Beal et al.* (2000) eine Umkehr der Tiefenzirkulation in der Bodennähe des nördlichen Somalibeckens zwischen Juni 1995 und September 1995 fest. Während im Juni eine antizyklonal rotierende Zelle beobachtet wurde, stellten sie im September eine zyklonal rotierende Bodenzirkulation fest. Die in der vorliegenden Arbeit dargestellten Untersuchungen zeigen allerdings, daß kein Monsunresponse in der bodennahen Zirkulation im Jahr 1995 festzustellen war (siehe Abschnitt 5) und daß die von *Beal et al.* (2000) dargestellten Untersuchungen vermutlich auf die im nächsten Abschnitt beschriebenen Rossbywellen zurückzuführen sind.

2.3.3 Der Einfluß von niederfrequenten Wellen auf den Somalistrom

Der mögliche Einfluß von niederfrequenten Wellen auf die Entwicklung des Somalistroms wurde in mehreren theoretischen Studien untersucht. *Lighthill* (1969) modellierte die Fernwirkung von äquatorialen Wellen, welche durch den plötzlichen Einsatz des Südwestmonsuns angeregt werden. *Visbeck und Schott* (1992) konnten dagegen zeigen, daß dieser Einfluß für den nördlichen Bereich von nur geringer Relevanz ist.

Anderson und Rowlands (1976) untersuchten die Wirkung von küstenparallelen Winden auf die Zirkulation im westlichen Arabischen Meer. Ihre Ergebnisse zeigten, daß die Zirkulation im Randstrombereich durch planetarische Wellen dominiert wird, die im offenen Ozean angeregt werden und nach Westen wandern. Das Auftreten von planetarischen Wellen wurde im westlichen Arabischen Meer von *Schott und Quadfasel* (1982) anhand Verankerungsdaten bestätigt. Als Beispiel der im Somalibecken auftretenden Fluktuationen sind drei Geschwindigkeitszeitserien aus verschiedenen Tiefen bei 7° N und 54°48' O dargestellt. Zu erkennen sind niederfrequente Fluktuationen, die selbst in größeren Tiefen noch Amplituden bis zu $0,1 \text{ ms}^{-1}$ aufweisen.

Als Teil seiner Dissertation untersuchte *Eigenheer* (1997) den Beitrag von niederfrequenten planetarischen Wellen zur Entwicklung des Somalistroms anhand der in Abschnitt 3 beschriebenen Verankerungsdaten aus dem Somalibecken und TOPEX/POSEIDON Altimeterdaten. Er zeigte, daß die energetischen Fluktuationen Perioden zwischen 30 und 40 Tagen besitzen. Die zonale Wellenlänge wurde mit 700 km abgeschätzt und entspricht damit dem Durchmesser des Great Whirls. Aus der Analyse der Wasserstandsdaten des Satelliten konnte eine nach Westsüdwest gerichtete Phasenausbreitung festgestellt werden (Abbildung 2.6). Dieses Verhalten ist charakteristisch für erzwungene Rossbywellen mittlerer Breiten, die eine Phasengeschwindigkeit von $0,23 \text{ ms}^{-1}$ besitzen. Die Amplitude

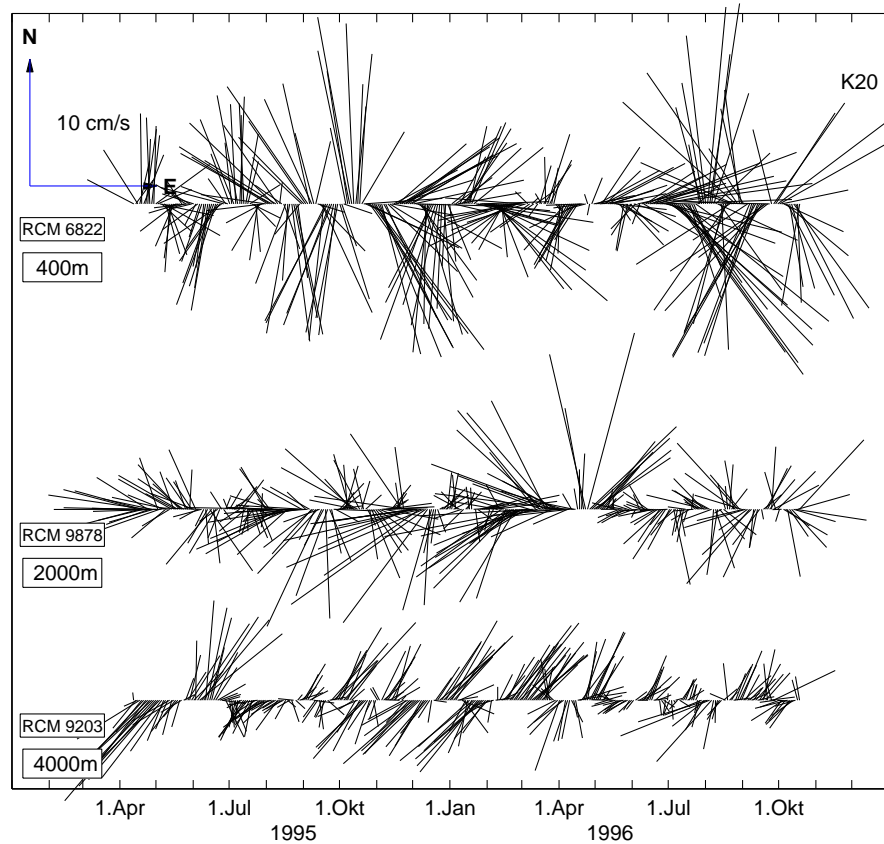


Abbildung 2.5: Gezeitengefilterte Strömungszeitserien aus drei verschiedenen Tiefen einer Verankerung im Somalibecken bei 7° N und 54° 48' O.

der Oberflächenauslenkung in Abbildung 2.6 ist im Bereich des Great Whirls am stärksten und fällt zum zentralen Arabischen Meer unter die Rauschgrenze ab.

Die Beobachtungen erklärte *Eigenheer* (1997) durch kurze Rossbywellen, die an der Küste von Somalia durch die Reflexion langer Rossbywellen angeregt werden und im westlichen Arabischen Meer akkumulieren. Die langen Rossbywellen werden durch die Schwankungen der Rotation des Windfeldes im südlichen Arabischen Meer erzeugt. Der abgeschätzte Beitrag der niederfrequenten Wellen zum Transport des Somalistroms betrug 20%.

Die dargestellten Ergebnisse machen deutlich, daß in der Tiefe des nördlichen Somalibeckens Geschwindigkeitsfluktuationen mit Amplituden in der Größenordnung von $0,1 \text{ ms}^{-1}$ und Perioden von 30 bis 40 Tagen auftreten, die sowohl die Dichteschichtung als auch die direkten Strömungsmessungen beeinflussen.

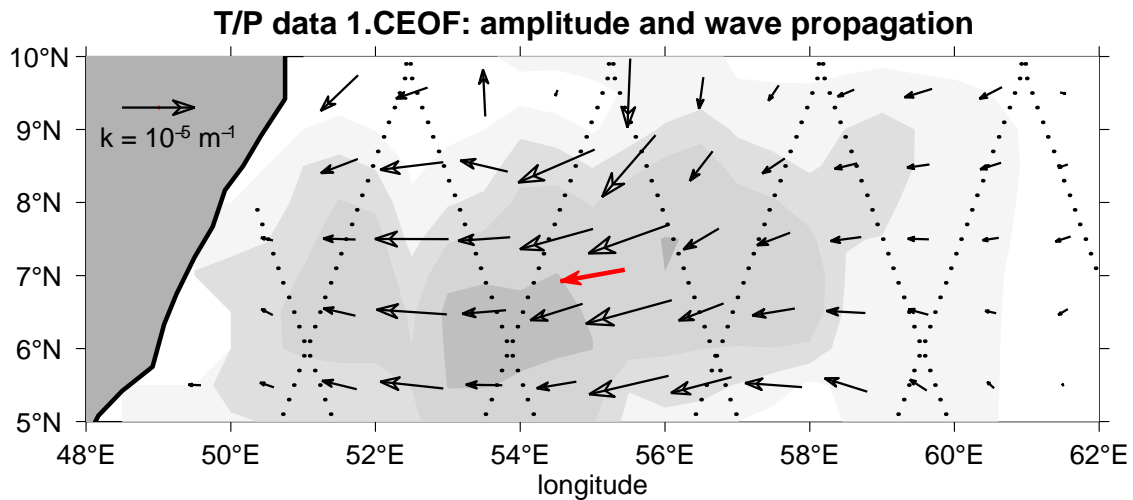


Abbildung 2.6: Räumliche Amplitudenfunktion der Oberflächenauslenkung aus Alimeterdaten. Das Konturintervall ist 1 cm, mit dunkler Tönung für höhere Werte. Die Pfeile kennzeichnen die berechneten Wellenzahlvektoren aus den Wasserstandsdaten und Verankerungen. Die gepunkteten Linien kennzeichnen die Satellitenbahnen (aus *Eigenheer* (1997)).

2.3.4 Saisonale Entwicklung des Monsunstroms

Der Monsunstrom ist ein wichtiges Bindeglied für den Austausch zwischen dem Arabischen Meer und dem Golf von Bengalen (*Schott et al.*, 1994). Im Winter transportiert der Nordostmonsunstrom (Abbildung 2.3) salzarmes Wasser aus dem Golf von Bengalen in das Arabische Meer. Umgekehrt transportiert der Südwestmonsunstrom im Sommer salzreiches Wasser aus dem Arabischen Meer in den Golf von Bengalen.

Anders als im Somalibecken ist im Golf von Bengalen zu Beginn des Nordostmonsuns bereits eine zyklonal rotierenden Zirkulationszelle mit einem starken Randstrom ausgeprägt. Diese Zirkulation wird durch Fernwirkungseffekte hervorgerufen (*Eigenheer und Quadfasel*, 2000). Der Randstrom, auch Ostindischer Küstenstrom bezeichnet, speist den Ende November auftretenden Nordostmonsunstrom mit Wassermasseneigenschaften aus dem zentralen Golf von Bengalen. Im Januar ist der Ostindische Küstenstrom schon stark abgeschwächt und der Nordostmonsunstrom wird jetzt aus dem Gebiet südlich von 8° N versorgt.

Im Sommer bewegt sich der Südwestmonsunstrom in einem breiten Band durch das Arabische Meer (*Cutler und Swallow*, 1984). Dieser bildet an der Westküste Indiens allerdings keinen Randstrom; südlich gerichtete Strömungen wurden aber östlich von den Malediven festgestellt (*Stramma et al.*, 1996). Bei 80° O konnte ein Transport des NM von 12 Sv im Jahr 1991 und 10 Sv im Jahr 1992 bestimmt werden (*Schott et al.*, 1994).

2.3.5 Wyrтки Jet und äquatoriale Wellen

Südlich des im jährlichen Rhythmus wechselnden Stromregimes tritt auf dem Äquator zweimal im Jahr ein ostwärts gerichteter Jet auf (*Wyrтки*, 1973). Dieser wird durch die in den Zwischenmonsunphasen am Äquator auftretenden östlichen Winde angetrieben und erreicht Geschwindigkeiten über $1,5 \text{ ms}^{-1}$ (*Reppin et al.*, 1999). Ein äquatorialer Unterstrom ist im Indischen Ozean zwischen Februar und Juni vorhanden (*Leetmaa und Stommel*, 1980). Anhand Verankerungsdaten konnten *Reppin et al.* (1999) ein wiederholtes Auftreten des Unterstroms auch im August 1994 feststellen.

In größeren Tiefen entdeckten *Luyten und Swallow* (1976) am Äquator des Indischen Ozeans vertikale kleinskalige Tiefenströmungen. Diese äquatorialen “Deep Jets” sind heute in allen Ozeanen beobachtet worden. Sie sind durch ein mit der Tiefe oszillierendes Geschwindigkeitsfeld charakterisiert und werden mit Amplituden zwischen $0,1 \text{ ms}^{-1}$ und $0,2 \text{ ms}^{-1}$ beobachtet. Ihre Vertikalskalen unterscheiden sich zwischen den Ozeanen, wobei sie im Indischen Ozean bei 650 m liegen (*Dengler und Quadfasel*, zur Veröffentlichung eingereicht, 1999). Hier sind die Deep Jets auch bis Bodennähe zu finden, während sie im Atlantik und Pazifik nur zwischen 800 und 2000 m auftreten. Der Anregungsmechanismus der Jets ist bis heute nicht geklärt. *Muench und Kunze* (1999) zeigten aber, daß Wechselwirkungen mit internen Wellen die Deep Jets aufrecht erhalten können.

2.4 Die Tiefenzirkulation

In diesem Abschnitt wird ein Überblick über die Tiefenzirkulation im Indischen Ozean gegeben, damit die späteren Untersuchungen im westlichen Arabischen Meer am Äquator südlich von Sri Lanka im Gesamtzusammenhang gesehen werden können.

Als Folge des Eintrags von Wärme aus der Atmosphäre in den Ozean kann im Indischen Ozean kein Tiefen- oder Bodenwasser durch Konvektion gebildet werden. Es muß daher aus anderen Ozeanen, speziell dem Atlantik und dem Arktischen Ozean, importiert werden. Im Unterschied zum Atlantik stellt sich die thermohaline Zirkulation im Indischen Ozean als eine Umwandlung von dichtem, kalten Wasser zu warmem Wasser dar.

Der Austausch von Tiefenwasser findet ausschließlich über die Zirkumpolarstromregion statt. Die in Bodennähe nach Norden strömenden kalten und salzarmen Wassermassen sind das Antarktische Bodenwasser (AABW) und das Zirkumpolare Tiefenwasser (Circumpolar Deep Water, CDW) (Abbildung 2.7). Die Unterscheidung dieser beiden Typen ist vermutlich auf historische Gegebenheiten zurückzuführen. Das nördlich des Westlichen Indischen Rückens nach Norden setzende Bodenwasser wird im Indischen Ozean Zirkumpolares Tiefenwasser genannt. Im Atlantik gibt es keine vergleichbare Be-

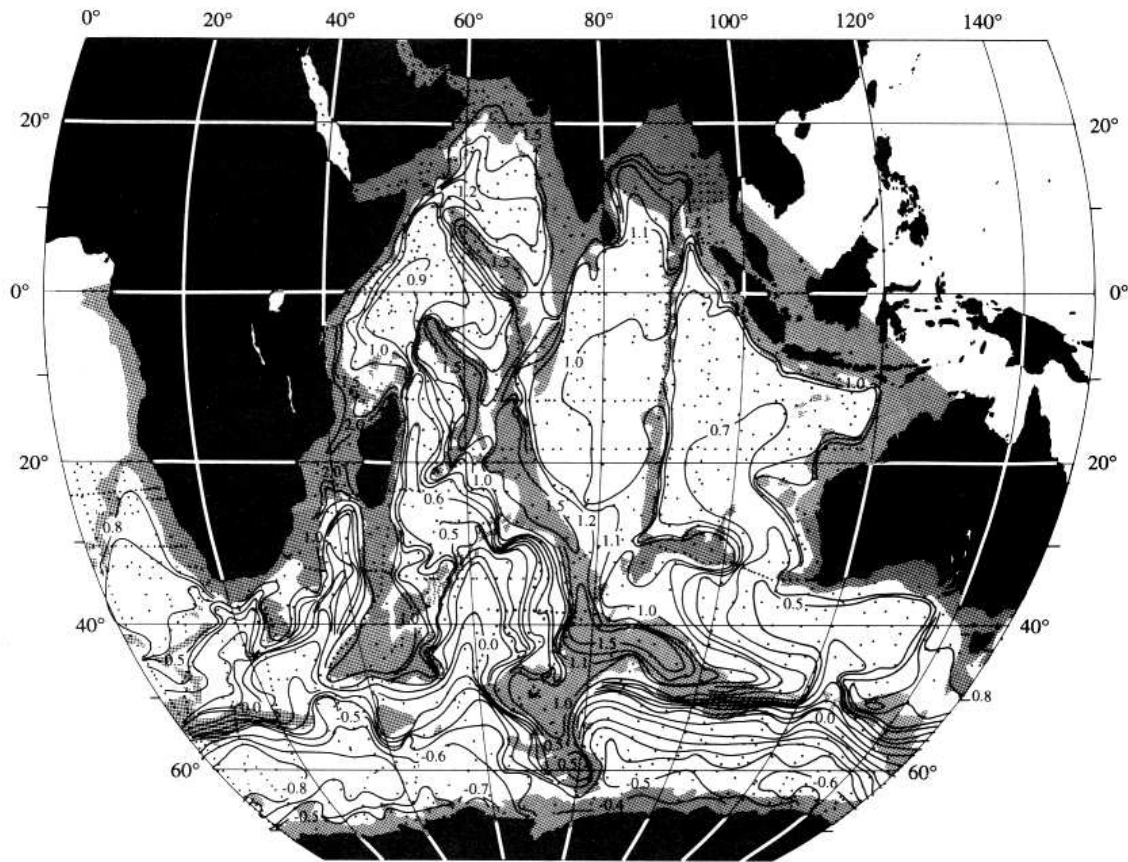


Abbildung 2.7: Verteilung der potentiellen Temperatur des Bodenwassers im Indischen Ozean. Grau schattierte Flächen bezeichnen Tiefen kleiner als 3500 m (aus *Mantyla und Reid* (1995)).

zeichnung. Das nach Norden strömende Antarktische Bodenwasser wird hier auch im Norden weiterhin AABW genannt, obwohl sich die Bedingungen der nordwärtigen Ausbreitung nicht wesentlich voneinander unterscheiden.

Im Zuge der nordwärtigen Ausbreitung ändern sich die Eigenschaften der einströmenden Wassermassen durch Vermischung mit dem umgebenden Wasser. Ein Teil des Einstroms wird durch einen Ausstrom von dem Indischen Tiefenwasser (IDW) balanciert, welches durch die Vermischung der Einstromwassermasse mit salzreichem Zwischenwasser gebildet wird (*Mantyla und Reid*, 1995). Der übrige Anteil des Einstroms steigt in die Thermokline auf. *Robbins und Toole* (1997) bestimmten einen Transport von 4 Sv in die Thermokline nördlich von 32° S. Die Größenordnung dieser Anteile ist aber bis heute umstritten.

Die zahlreichen Rückensysteme bieten der von Süden her einfließenden Tiefenströmung mehrere Möglichkeiten, als westliche Randströme in den Indischen Ozean vorzudringen. Im westlichen Teil des Ozeans fließt ein Randstrom entlang des Kontinentalabhangs von

Madagaskar nach Norden, welches durch die $0,6^{\circ}\text{C}$ Isotherme in Abbildung 2.7 angedeutet ist. Ein weiterer nordwärtiger Tiefenrandstrom wird auf der östlichen Seite des Östlichen Indischen Rückens auf dem 90. Breitengrad beobachtet. Südlich von 10°S auf der westlich Seite dieses Rückens ist im Zentralindischen Becken auch kälteres Wasser zu finden.

2.4.1 Tiefenrandströme im östlichen Indischen Ozean

Der im östlichen Indischen Ozean auftretende Randstrom hat seinen Anfang im Indisch-Antarktischen Becken, südlich von 50°S und östlich von 80°O (Abbildung 2.8). Das Tiefenwasser des Beckens stammt überwiegend aus dem Rossmeer, welches höhere Salzgehalte als das Tiefenwasser des Weddellmeeres aufweist. Der Tiefenrandstrom fließt durch einen Bruch im Indisch-Antarktischen Rücken in das Südostindische Becken. Hier setzt er sich als westlicher Randstrom entlang des Rückens fort (Toole und Warren, 1993).

An der Kreuzung des Indisch-Antarktischen Rückens und des Östlichen Indischen Rückens strömt der flachere Teil des Randstroms weiter in nördliche Richtung. Die Ei-

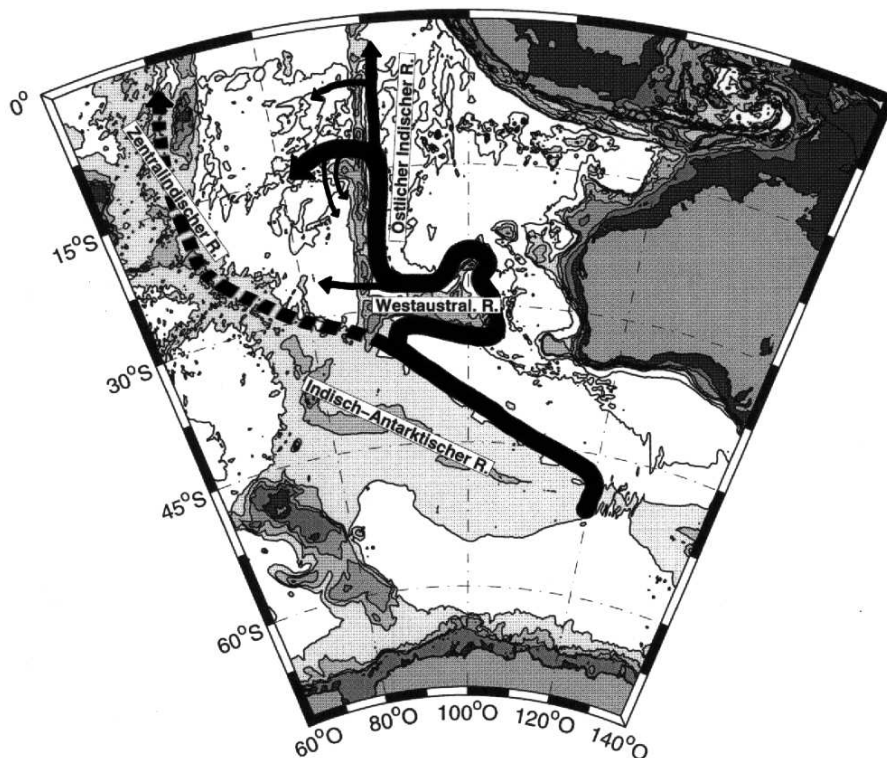


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der Tiefenwasserausbreitung in Tiefenrandströmen im östlichen Indischen Ozean. Die durchgezogene Linie bezeichnet in Bodennähe strömendes Tiefenwasser, die gestrichelte Linie bezeichnet einen auf dem Rücken sitzenden Randstrom.

enschaften des oberen Randstroms konnte *Warren* (1982) im Zentralindischen Becken bei 18° S und 12° S in einem Randstrom an der nordöstlichen Flanke des Rückens beobachten. Der in größeren Tiefen strömende Randstrom setzt sich über das Westaustralische Becken in das Nordwestaustralische Becken fort. Zwischen dem nördlichen Westaustralischen Rücken und dem Östlichen Indischen Rücken existiert bei 28° N eine Spalte mit Tiefen bis zu 4500 m. Hier teilt sich der nordwärtige Randstrom ein weiteres Mal, wobei ca. 1 Sv durch die Spalte in das Zentralindische Becken strömt (*McCarthy et al.*, 1997).

Bei 18° transportiert der in nördliche Richtung setzende westliche Randstrom S 7 Sv (*Warren*, 1981b). Der Östliche Indische Rücken ist bei 11° S und 5° S unterbrochen. Besonders durch eine Rinne bei 11° S strömt ein bedeutender Anteil des Tiefenrandstroms als östlicher Tiefenjet in das Zentralindische Becken (*Warren*, 1982). In Übereinstimmung mit dem Tiefenzirkulationsmodell von *Stommel und Arons* (1960a) breitet sich das Einstromwasser in südlicher Richtung aus und bildet das untere Tiefenwasser, welches in antizyklonaler Richtung zirkuliert. Eine zusammenfassende Darstellung der Ausbreitung des Tiefenwassers ist in Abbildung 2.8 gegeben.

2.4.2 Tiefenströmung im westlichen Indischen Ozean

Das Wasser des in Bodennähe nach Norden setzenden Tiefenrandstroms im westlichen Indischen Ozean stammt überwiegend aus dem Weddellmeer mit einer ursprünglichen potentiellen Temperatur von $-0,8^\circ$ C, einem Salzgehalt von 34,66 und einem gelösten Sauerstoffanteil von $5,8 \text{ ml l}^{-1}$ (*Mantyla und Reid*, 1995). Diese Wassermasse wird auf den Schelfgebieten des Weddellmeeres gebildet und trägt zu ca. 80% zum Antarktischen Bodenwasser bei (*Orsi et al.*, 1999). Das Antarktische Bodenwasser ist in Bodennähe in fast allen tiefen Becken der Ozeane anzutreffen.

Der Ausstrom aus dem Weddellmeer teilt sich im Atlantisch-Indischen Südpolarbecken in drei Ausläufer auf, wobei ein Zweig zwischen dem Westlichen Indischen Rücken und dem Kerguelenrücken in das Südwestindische Becken strömt (siehe Abbildung 2.7). Das am Eingang des Beckens angelangte Antarktische Bodenwasser weist eine bereits stark erhöhte potentielle Temperatur von 0° C auf, welche hauptsächlich durch vertikale Vermischung mit darüberliegenden Wasserschichten zustande kommt. Anhand Fluor-Chlor Kohlenwasserstoff Messungen bestimmten *Haine et al.* (1998) die Dauer der Ausbreitung des AABW von dem Weddellmeer bis in das Südwestindische Becken mit 23 ± 5 Jahren.

Madagaskar Becken und Maskarenenbecken

Das AABW des Südwestindischen Beckens wird durch den Westlichen Indischen Rücken an dem Einstrom in das nördlich gelegene Madagaskar Becken gehindert. *Toole und War-*

ren (1993) stellten vier Bruchzonen im Westlichen Indischen Rücken fest, durch welche Bodenwasser in das Madagaskar Becken gelangt. Die Haupteinstromregion stellt die Atlantis II Bruchzone bei 34° S, 57° E dar, die eine Schwellentiefe von 3800 m besitzt. Das in Tiefen über 4500 m befindliche AABW im Südwestindischen Becken muß sich daher erst mit dem darüberliegenden Zirkumpolaren Tiefenwasser vermischen, um sich weiter nach Norden auszubreiten.

Das im südlichen Madagaskarbecken aufzufindene Tiefenwasser hat potentielle Temperaturen von $0,4^{\circ}$ C und Salzgehalte von 34,70. Der Einstromtransport bei 32° S wurde von *Robbins und Toole* (1997) unter Berücksichtigung des Silikatbudgets mit 7 Sv abgeschätzt (siehe auch Tabelle 2.1). Die Fortsetzung des Randstroms in das Madagaskarbecken wird auch von Sedimentablagerungen angedeutet (*Kolla et al.*, 1976). Von dem Einstromgebiet breitet sich das Zirkumpolare Tiefenwasser in nordwestlicher Richtung aus.

Am Kontinentalfuß von Madagaskar wurden in einer Reihe von Untersuchungen nördliche Transporte zwischen 3,6 Sv und 11,0 Sv festgestellt (Tabelle 2.1). In Abbildung 2.9 ist der Tiefenrandstrom durch die Schrägstellung der Isothermen zwischen 50° O und 55° O in Tiefen unterhalb von 4000 m zu erkennen. Zwischen 10° S und 12° S berechnete *Johnson et al.* (1998) anhand von zwei hydrographischen Schnitten einen nordwärtigen Randstromtransport von 2,5 – 3,8 Sv. Weiter nördlich in der Amirantenpassage konnten sie dagegen in den gleichen Zeiträumen nur Randstromtransporte zwischen 1,0 – 1,7 Sv bestimmen. Die Autoren vermuteten die Rezirkulation eines Teils des Randstroms in dem von den hydrographischen Messungen nicht aufgelösten Gebiet östlich von 55° im

Tabelle 2.1: Zusammenfassung von veröffentlichten nordwärtigen Transportabschätzungen in dem Tiefenrandstrom des Madagaskar- und Maskarenenbeckens.

Gebiet	Breite [$^{\circ}$ S]	Transport [Sv]	Autoren
Madagaskar Becken	32	11,0	<i>Toole und Warren</i> (1993)*
Madagaskar Becken	32	7,0	<i>Robbins und Toole</i> (1997)*
Westlicher Indischer Rücken	32-20	6,1	<i>Warren</i> (1978)
Madagaskar Becken	35-20	5,2	<i>Swallow und Pollard</i> (1988)
Madagaskar Becken	23	5,7	<i>Warren</i> (1974)
Madagaskar Becken	23	3,6	<i>Fieux et al.</i> (1986)
Maskarenenbecken	18	5,2	<i>Warren</i> (1981b)
Maskarenenbecken	12	4,4	<i>Warren</i> (1974)
Maskarenenbecken	12-10	2,5-3,8	<i>Johnson et al.</i> (1998)

* - die Autoren verwendeten den gleichen Datensatz

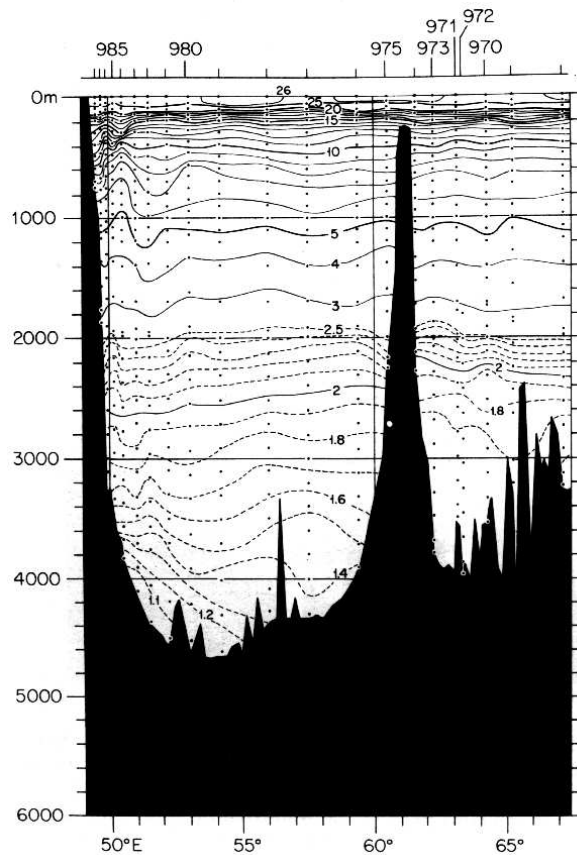


Abbildung 2.9: Vertikalverteilung der Temperatur bei 12° S (aus *Warren (1974)*).

Maskarenenbecken.

Amirantenpassage

Die Amirantenpassage hat eine Tiefe von über 5000 m und verbindet das nördlich gelegene Somalibecken mit dem Maskarenenbecken. Alle anderen Verbindungen zum Somalibecken haben Schwellentiefen kleiner als 4000 m. Die Passage liegt bei 9° S 53° O und hat eine Breite von ca. 100 km. Das Zirkumpolare Tiefenwasser muß auf dem Weg in das Somalibecken die Amirantenpassage durchqueren.

Das Vorhandensein einer Bodenströmung in der Passage wurde zuerst von Geologen anhand von Sedimentablagerungen beobachtet (*Johnson und Damuth, 1979*). Transportabschätzungen wurden daraufhin von *Fieux und Swallow (1988)* und von *Barton und Hill (1989)* durchgeführt. Der nordwärtige Einstrom wurde in den Untersuchungen von *Fieux und Swallow (1988)* aus Daten vom April 1986 mit (1 ± 0.5) Sv abgeschätzt. *Barton und Hill (1989)* berechneten aus Daten von April und Juni 1987 einen mittleren Einstromtransport von (4 ± 1) Sv. Beide Transportabschätzungen sind allerdings von zweifelhafter

Genauigkeit, da die größten Transportanteile aus extrapolierten Datenbereichen stammen.

Im Rahmen des Amerikanischen WOCE Programms wurden zwischen April 1995 und Januar 1996 drei hydrographische Schnitte mit sehr kleinem Stationsabstand in der Amirantenpassage aufgenommen. Anhand der charakteristischen Eigenschaften des Tiefenwassers und der Verteilung der potentiellen Vorticity konnten *Johnson et al.* (1998) sowohl das nördlich strömende Zirkumpolare Tiefenwasser als auch das südlich strömende Indische Tiefenwasser in der Passage isolieren.

Geostrophische Transportabschätzungen wurden von *Johnson et al.* (1998) durch die Annahme einer verschwindenden Geschwindigkeit auf konstanten potentiellen Temperaturflächen durchgeführt. Ein nordwärtiger Einstrom am Boden wurde für alle drei Reisen unabhängig von der Wahl der Temperaturfläche festgestellt. Aufgrund der Wassermassenverteilung in der Passage wählten sie die potentielle Temperaturfläche $\theta = 1,0^\circ \text{C}$. Der nordwärtige Transport von Zirkumpolaren Tiefenwasser wurde damit aus allen drei Schnitten zwischen 1 Sv und 1,7 Sv bestimmt. Es sei hier erwähnt, daß über der $\theta = 1,0^\circ \text{C}$ Temperaturfläche starke Gradienten der relativen Geschwindigkeitsprofile auftreten, wodurch der Einstrom eher unterschätzt sein könnte.

Der über dem nordwärtigen Einstrom liegende südwärtige Ausstromtransport von Indischen Tiefenwasser in der Passage wurde zwischen 3,8 Sv und 8,6 Sv bestimmt, einen Faktor 3 bis 7 höher als der Einstrom. Als eine Erklärung für die Inbalance zogen *Johnson et al.* (1998) die Möglichkeit in Betracht, daß sich aufgestiegenes Tiefenwasser aus anderen Becken im westlichen Somalibecken sammelt, um von dort aus nach Süden zu strömen. Das Tiefenintervall des Ausstroms erstreckte sich über den Bereich zwischen 2000 m und 4000 m.

Somalibecken

Erste Beobachtungen einer Tiefenzirkulation im Somalibecken gehen auf *Warren et al.* (1966) zurück. Zwischen August und September 1964 führten sie eine ausgedehnte hydrographische Meßkampagne mit 130 Flaschenstationen durch, die vor allem Aufschluß über die komplexe Wassermassenstruktur im Somalibecken während des Südwestmonsuns geben sollte. Informationen über die Tiefenzirkulation im Somalibecken erhielten sie überwiegend durch die Interpretation der Salzgehaltsverteilung. Die niedrigsten Werte fanden *Warren et al.* (1966) südlich des Äquators. Weiterhin wurde salzarmes Wasser in einem schmalen Band über den Äquator hinweg am Kontinentalabhang vor Somalia beobachtet, welches sich nach Norden bis an den Kontinentalabhang bei Sokotra erstreckte (Abbildung 2.10). Die Beobachtungen waren auf das Gebiet westlich von 55°O begrenzt. Anhand der Sauerstoff- und Salzgehaltseigenschaften des Tiefenwassers bestimmten sie,

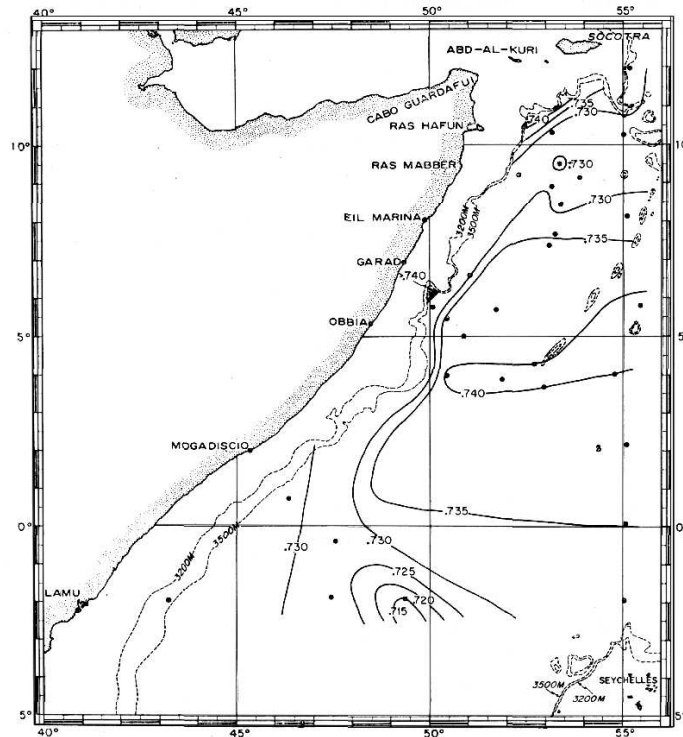


Abbildung 2.10: Salzgehaltsverteilung (minus 34) im nördlichen Somalibecken auf der 1,4° C potentiellen Temperaturfläche im August 1964 (aus *Warren et al.* (1966)).

daß das Wasser aus der Zirkumpolarstromregion stammte. Die beobachtete Verteilung des Salzgehalts erklärten sie durch eine am Kontinentalabhang nach Norden und später nach Osten fließende Tiefenströmung, die eine antizyklonale Tiefenzirkulationszelle in Analogie zur Oberflächenzirkulation im Somalibecken bildet.

Im Gegensatz zu *Warren et al.* (1966) beobachteten *Fieux et al.* (1986) im April eine zyklonale Zirkulation in der Tiefe des Somalibeckens. Anhand geostrophischer Berechnungen bestimmten sie einen, am Kontinentalabhang von Sokotra angelegten, in westlicher Richtung strömenden Randstrom zwischen 8° und 10° N, sowie eine östliche Rezirkulation zwischen 5° N und 8° N. Weiterhin beobachteten sie einen netto südwardigen Transport von 2,6 Sv südlich des Äquators am Kontinentalabhang von Somalia.

Die scheinbar widersprüchlichen Beobachtungen konnten von *Schott et al.* (1989) in Einklang gebracht werden. Zwischen Oktober 1984 und Oktober 1996 war auf dem Äquator vor der Küste Somalias unterhalb des Somalistroms ein Verankerungsfeld ausgelegt. Die Strömungszeitserie bei 3000 m zeigte ein deutlich ausgeprägtes Signal mit halbjährlichem Richtungswechsel, welches in Phase mit dem Monsunzyklus war. Die Strömungsgeschwindigkeiten betrugen zwischen Juni und September im Mittel $0,10 \pm 0,03 \text{ m s}^{-1}$ in nordöstlicher Richtung, während zwischen November und Februar im Mittel südwestliche

Strömungen von $0,07 \pm 0,03 \text{ ms}^{-1}$ beobachtet wurden. Die Strömungsumkehr fand im Oktober 1995 und April 1996 statt.

Zwischen Dezember 1986 und August 1987 wurden zwei Forschungsfahrten, jeweils in den vollentwickelten Monsunphasen, im Somalibecken und Arabischen Becken durchgeführt. Auf beiden Expeditionen wurden hochgenaue hydrographische Messungen auf Schnitte bis an die Küste Somalias südlich der Äquators bei 4° S , nördlich des Äquators und im nördlichen Somalibecken bei 8° N durchgeführt. Die Auswertung der Messungen von *Johnson, Warren, und Olson* (1991a) zeigte weder während des Nordostmonsuns zwischen Dezember und Januar noch während des Südwestmonsun im August einen ausgeprägten westlichen Randstrom nördlich des Äquators. Südlich des Äquators wurde jedoch in beiden Zeiträumen ein Tiefenrandstrom unterhalb 3800 m festgestellt. Die geostrophischen Transporte wurden von *Johnson et al.* (1991a) zu 3,2 Sv im Dezember und 4,6 Sv im Januar bestimmt, die im Mittel sehr gut mit den Messungen von *Barton und Hill* (1989) aus der 4° südlicher gelegenen Amirantenpassage übereinstimmen. Die Berechnung von geostrophischen Strömungen innerhalb eines Grades des Äquators deuteten unterhalb von 4000 m eine nach Osten gerichtete Strömung an, deren Transport aber aufgrund der Sensibilität bezogen auf die Referenzgeschwindigkeit von den Autoren nicht quantifiziert wurde.

Die Zirkulation des Tiefenwassers im Somalibecken nach der von *Stommel und Arons* (1960a) entwickelten Modellvorstellung ist in Abbildung 2.11 skizziert. Als obere Grenze des Modells wurde hier eine Tiefe von 4000 m gewählt, da das Becken unterhalb dieser Tiefe abgeschlossen ist und eine geschlossene Zirkulation resultiert. Weiterhin wurde eine einheitliche Tiefe im Becken verwendet. Die Tiefenwasserquelle wurde in die Amirantenpassage gelegt und speist den westlichen Tiefenrandstrom an der Küste Afrikas. Südlich von 4° S verkleinert der Maskarenenrücken das Becken, und es bildet sich nur eine kleine Rezirkulationszelle aus. Der Tiefenrandstrom überquert den Äquator und verschwindet bei 4° N . Weiter nördlich kommt es zu einem südwärtigen Randstrom. Die Tiefenzirkulation im nördlichen Somalibecken ist nur schwach ausgeprägt.

Dieses Zirkulationsschema ist in Einklang mit der von *Fieux et al.* (1986) bestimmten zyklonalen Zirkulation im nördlichen Somalibecken, auch wenn der Randstromtransport von 2,6 Sv etwas höher ist als von dem Modell suggeriert wird. Auch die Ergebnisse von *Johnson et al.* (1991a) unterstützen in weiten Teilen die in Abbildung 2.11 skizzierte Zirkulation. Ein Unterschied ist jedoch die auf dem Äquator nach Osten drehende Tiefenströmung. Als eine mögliche Begründung für dieses Strömungsverhalten ziehen die Autoren einen erhöhten vertikalen Austausch entlang des Äquators in Betracht. Weiterhin ist die Verteilung von Sauerstoff in einer Tiefe von 4000 m aus dem Atlas von *Wyrski* (1971) konsistent mit dem Zirkulationsmodell.

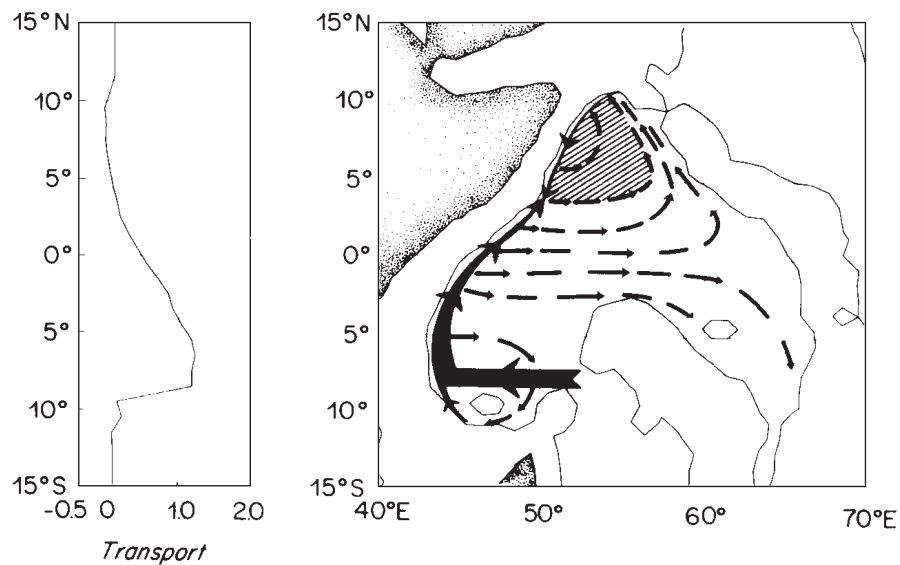


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der Tiefenzirkulation im Somalibecken (aus *Johnson et al. (1991a)*). Links ist der normalisierte nordwärtige Transport des westlichen Tiefenrandstroms dargestellt. Die schraffierte Fläche im nördlichen Somalibecken kennzeichnet eine schwache zyklonale Zirkulationszelle

Arabisches Meer

Das Arabische Becken ist das einzige Becken im Indischen Ozean, in dem der direkte Einstrom von Tiefenwasser durch Topographie unterbunden ist (Abbildung 2.1). Über die Tiefenzirkulation im Arabischen Meer ist noch nicht viel bekannt. Der bislang einzige gesicherte Tiefenwasseraustausch findet über die Owen Bruchzone bei $10^{\circ}\text{N } 58^{\circ}\text{O}$ statt. *Johnson et al. (1991b)* untersuchte die Tiefenströmung anhand von zwei hydrographischen Schnitten, die horizontal zum Arabisch-Indischen Rücken etwa drei Grad südlich der Bruchzone im Zusammenhang mit dem im vorangegangenen Abschnitt geschilderten Messungen aufgenommen wurden. Beide Schnitte zeigten kaltes, sauerstoffreiches Wasser an der Ostseite des Arabisch-Indischen Rückens. Aus den Messungen im Januar berechnete er einen geostrophischen Transport des Tiefenrandstroms von $4,8\text{ Sv}$ mit südöstlicher Richtung. Ein halbes Jahr später, während des Südwestmonsuns, strömten $0,5\text{ Sv}$ nach Nordosten.

Anhand der im nächsten Kapitel vorgestellten hydrographischen Daten untersuchten *Quadfasel et al. (1997)* den Einstrom in das Arabische Becken. Auf drei FS METEOR Reisen während des Südwestmonsuns im Sommer 1995 wurden u.a. hydrographische Messungen im Arabischen Meer durchgeführt. Die einzelnen Schnitte wurden so bemessen, daß sie halbkreisförmig den östlichen Ausgang der Owen Bruchzone einschlossen.

Der Einstrom in das Arabische Meer wurde im April mit 3,2 Sv, im Juni mit 2,3 Sv und im September mit 1,2 Sv bestimmt. Der Einstrom setzte sich entlang des Rückens in südöstlicher und nordwestlicher Richtung fort. *Quadfasel et al.* (1997) diskutierten die Möglichkeit einer saisonalen Modulation des Einstroms durch den Monsun.

2.5 Zusammenfassung

Die in diesem Kapitel vorgestellten Untersuchungen zur Tiefenzirkulation im westlichen Indischen Ozean sind in Abbildung 2.12 schematisch zusammengefaßt. Der Einstrom des nach Norden setzenden Tiefenwassers in das Somalibecken ist von *Johnson et al.* (1998) mit $1,4 \pm 0,4$ Sv bestimmt worden. Das Somalibecken nimmt nur 1/65 der Fläche des Gesamtzeans mit Tiefen größer als 4000 m ein. Der Transport von Tiefenwasser in das Somalibecken beträgt jedoch 5% des im globalen Ozean zirkulierenden Tiefenwassers. Eine Begründung dieses hohen Einstroms wird in Kapitel 7 gegeben.

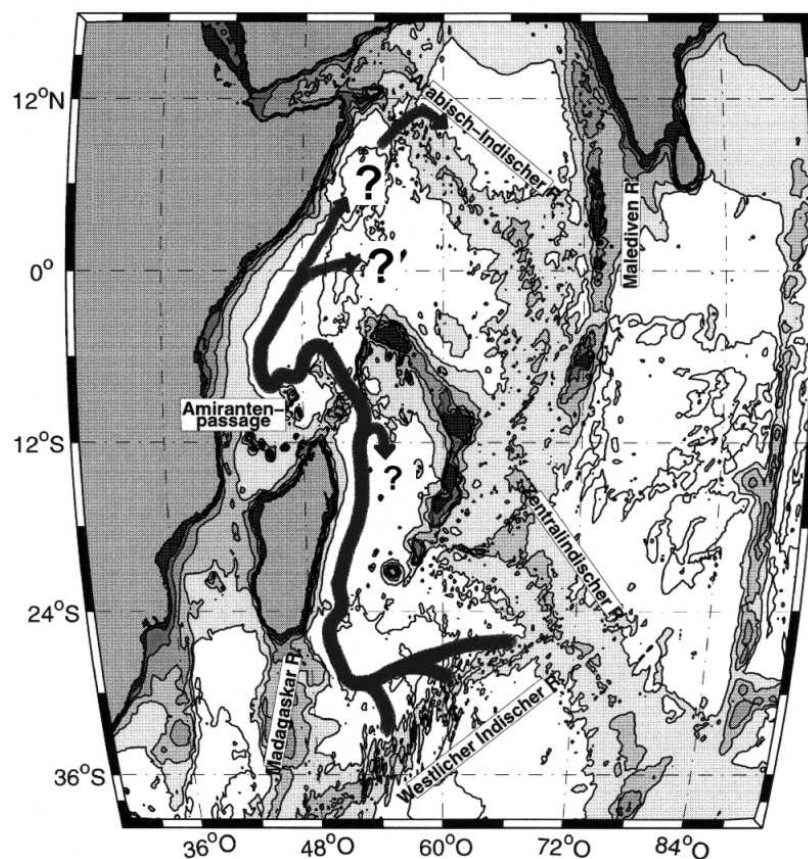


Abbildung 2.12: Zusammenfassende Darstellung der Bodenwasserausbreitung in Tiefenrandströmen im westlichen Indischen Ozean. Die Fragezeichen kennzeichnen ungeklärte Ausbreitungswege.

Die vorangegangenen Untersuchungen zur Tiefenzirkulation im nördlichen Somali-becken zeigten widersprüchliche Ergebnisse. Die Zirkulation des Modells von *Stommel und Arons* (1960a) (Abbildung 2.11) beschreibt hier eine schwache zyklonale Zirkulationszelle. Ein Monsunresponse wurde überwiegend in Tiefen kleiner als 2000 m festgestellt. Die Rossbywellen führen allerdings zu starken Fluktuationen in der Tiefenströmung. In Abschnitt 5 wird die Ausbreitung des Tiefenwassers im Somalibecken beschrieben.

3. Die Datengrundlage

In diesem Abschnitt wird die Datengrundlage beschrieben, welche die vorliegenden Untersuchungen ermöglicht hat. Zuerst wird eine kurze Einführung in das Projekt gegeben, in dessen Rahmen diese Arbeit durchgeführt wurde. Der hier verwendete Datensatz besteht aus einer Reihe unterschiedlicher Meßmethoden. Diese werden im einzelnen vorgestellt, wobei auch auf die Auswertung und Kalibrierung der Daten eingegangen wird.

3.1 Das Projekt WOCE-Monsunzirkulation

Diese Arbeit wurde im Rahmen des Projekts "WOCE Monsunzirkulation" durchgeführt. Dabei ging es um das Verständnis der ozeanischen Zirkulation im nördlichen und äquatorialen Indischen Ozean, die Bildung und Ausbreitung von Wassermassen sowie die Quantifizierung der Variabilität beider Prozesse auf intra- bis interannualen Zeitskalen.

Das Projekt war eine Komponente der deutschen Beteiligung am internationalen World Ocean Circulation Experiment (WOCE), das zwischen 1989 und 1998 vom Bundesminister für Bildung, Forschung, Wissenschaft und Technologie und der Deutschen

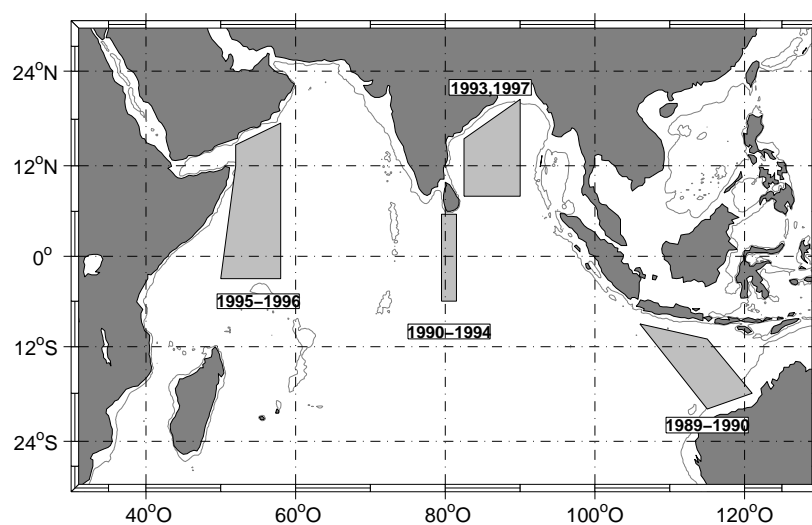


Abbildung 3.1: Lage und Zeitraum der im Rahmen des Projektes "WOCE Monsunzirkulation" durchgeführten Feldexperimente im Indischen Ozean.

Forschungsgemeinschaft gefördert wurde. Innerhalb des Projekts wurden Untersuchungen in vier verschiedenen Gebieten des Indischen Ozeans durchgeführt. Eine Übersicht ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Ein Großteil der Feldarbeiten und Zirkulationsuntersuchungen wurden in enger Zusammenarbeit mit dem Projekt "WOCE Tropischer Ozean" von Prof. Dr. F. Schott, Institut für Meereskunde (IfM) Kiel, formuliert und durchgeführt. Bei den Feldexperimenten wurde darüber hinaus mit Dr. H. Kudras von der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe sowie mit Prof. Dr. M. Tomczak von dem Flinders Institut für Atmosphärische Wissenschaften (FIAMS) in Australien zusammengearbeitet. Die Datengrundlage für die Untersuchungen wurde auf insgesamt 14 Forschungsfahrten gesammelt.

3.2 Die Daten

Die Untersuchungen in dieser Arbeit konzentrieren sich auf das westliche Arabische Meer und auf das Gebiet südlich von Sri Lanka. Die Datengrundlage wurde auf insgesamt acht in den beiden Gebieten durchgeführten Expeditionen aufgenommen. Die Reisen sind im einzelnen in Tabelle 3.1 aufgeführt.

Feldexperimente im Arabischen Meer fanden auf drei Reisen des 32. Fahrtabschnitts des Forschungsschiffes METEOR zwischen März und Oktober 1995 statt. Eine weitere Expedition zur Aufnahme von Verankerungen wurde mit dem Versorger GMMOS DIS-

Tabelle 3.1: Expeditionen zur Erhebung der Datengrundlage dieser Arbeit

Expedition	Zeitraum	Seegebiet	Daten
SONNE SO73	Dez. 90 - Jan. 91	südlich Sri Lanka	CTD, Pegasus
SONNE SO88	Jul. 93	südlich Sri Lanka	CTD, Pegasus, Verank ⁺
SONNE SO93	Jan. - Mär. 94	südlich Sri Lanka Golf von Bengalen	CTD
FRANKLIN 8/94	Aug. - Sep. 94	südlich Sri Lanka	CTD, Pegasus, Verank ⁻
METEOR M32/1	Mär. - Apr. 95	Arabisches Meer	CTD, Pegasus LADCP, Verank ⁺
METEOR M32/4	Jun. - Jul. 95	Arabisches Meer	CTD, Pegasus, LADCP, Nährst.
METEOR M32/6	Aug. - Sep. 95	Arabisches Meer	CTD, Pegasus, LADCP
DISCOVERY	Okt. 96	Arabisches Meer	Verank ⁻

Verank⁺ - Auslegen von Verankerungen

Verank⁻ - Aufnahme von Verankerungen

COVERY im Oktober 1996 durchgeführt. Die erste Reise des FS METEOR, M32/1, von Djibuti nach Muskat fand in der Übergangsphase vom Nordostmonsun zum Südwestmonsun zwischen dem 26. März und dem 25. April 1995 statt. Die ruhigen ozeanischen und meteorologischen Bedingungen ermöglichten neben den Stationsarbeiten das Auslegen eines Feldes von elf Verankerungen im Somalibecken. Die zweite Reise des FS METEOR, M32/4, fand während der Entwicklungsphase des Südwestmonsuns vom 8. Juni bis 10. Juli 1995 statt und begann und endete in Port Viktoria, Mahe, Seychellen. M32/6, die letzte FS METEOR Reise, wurde in der Spätphase der Südwestmonsuns vom 17. August bis 19. September 1995 durchgeführt. Start und Ziel der Expedition war der Hafen von Muskat, Oman. Eine Übersicht der auf den Reisen durchgeführten Stationen ist in Abbildung 3.2 gegeben. Weiterführende Beschreibungen der einzelnen Fahrten sind in *Schott et al.* (1996) zu finden.

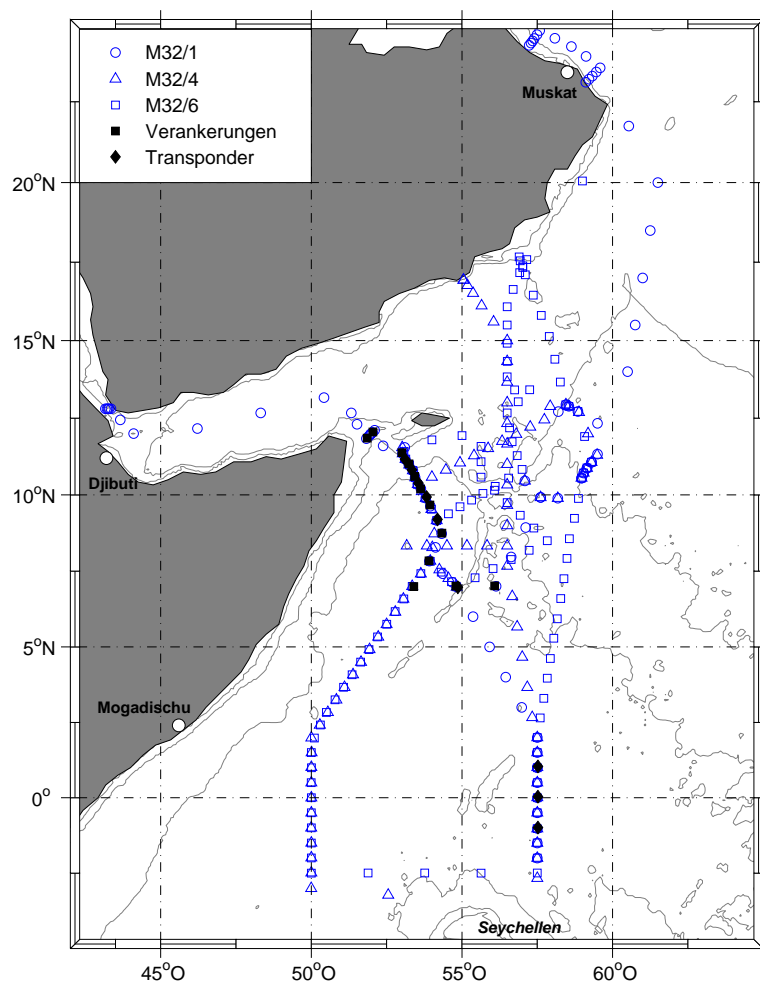


Abbildung 3.2: Stationskarte der drei FS METEOR Fahrten.

Der aus den drei FS METEOR Reisen zur Verfügung stehende Datensatz umfaßt vertikale Profile von Temperatur, Salzgehalt und Druck (CTD - Conductivity, Temperature, Depth) sowie von gelöstem Sauerstoff. Vertikale Stromprofile über die ganze Wassersäule wurden sowohl mit einem Pegasus System als auch mit einem an der Rosette befestigtem akustischen Dopplerstromprofiler (ADCP) gewonnen. Zeitserien von Horizontalströmungen und Temperatur wurden am Verankerungsfeld mit Rotorströmungsmessern und mit verankerten ADCPs aufgenommen. Schließlich war auf allen drei Fahrten des FS METEOR ein akustischer Dopplerstromprofiler fest im Schiff installiert, welcher kontinuierlich Stromprofile der oberen 400 m aufzeichnete.

Zwischen Dezember 1990 und September 1994 wurden auf einem Meridionalschnitt entlang des $80,5^\circ$ Breitengrades zwischen mindestens 6° S und der Küste Sri Lankas (6° N) fünf Expeditionen durchgeführt, von denen vier in dieser Arbeit berücksichtigt sind. Der bearbeitete Datensatz umfaßt hydrographische Messungen, Zeitserien aus Verankerungen und mit einem Pegasus System gemessene Profile der Horizontalgeschwindigkeit (siehe Tabelle 3.1). Auf der 73. Fahrt des FS SONNE, SO73, wurde während des Nordostmonsuns zwischen dem 23. Dezember 1990 und dem 11. Januar 1991 zuerst ein hydrographischer Schnitt in südlicher Richtung und auf dem Rückweg ein Schnitt in nördlicher Richtung aufgenommen. Die Stationen wurden jeweils während des Südwestmonsuns im Juli 1993 auf der 88. Reise des FS SONNE, SO88, und zwischen August und September

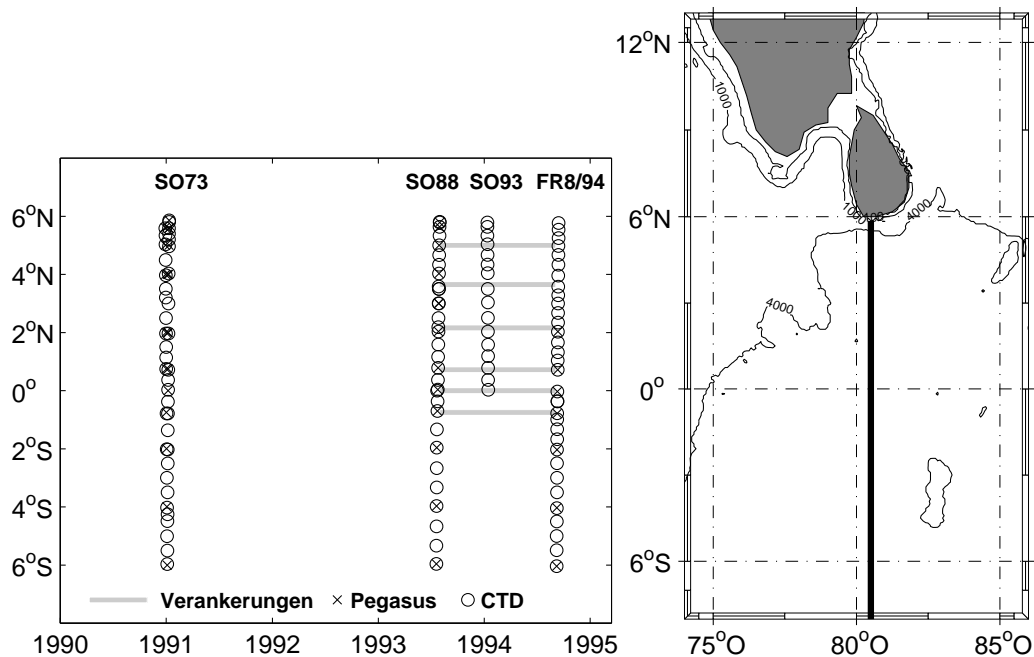


Abbildung 3.3: Zeitliche und räumliche Darstellung des in dieser Arbeit verwendeten Teildatensatzes von $80,5^\circ$ O.

1994 durch das australische Forschungsschiff RV RANKLIN, FR8/94, wiederholt. Auf SO88 wurde auch ein Verankerungsfeld ausgelegt, welches von FR8/94 wieder aufgenommen wurde. Weitere hydrographische Daten wurden während des Nordostmonsuns im Januar 1994 auf der 93. Reise der FS SONNE erhoben. Eine Übersicht der einzelnen Stationen ist in Abbildung 3.3 gegeben. Auf die einzelnen Komponenten des Datensatzes wird im folgenden eingegangen.

3.2.1 Hydrographische Daten

Vertikale Profile von Temperatur, Salzgehalt und Druck (CTD) wurden auf den Expeditionen der FS METEOR, der FS SONNE SO73 und der RV FRANKLIN 8/94 mit einer Neil Brown Mark III Sonde aufgenommen. Auf den FS SONNE Expeditionen SO88 und SO93 wurde eine Seabird Sonde eingesetzt. Die CTD Sonde war auf allen Reisen an einem Kranzwasserschöpfer angebracht. Auf der SO93 Reise und den drei FS METEOR Reisen wurde zusätzlich ein Sauerstoffsensor eingesetzt. Weiterhin waren stets drei Kippthermometer an dem Kranz montiert, mit denen vom Sensor unabhängig Temperatur- und Druckmessungen durchgeführt wurden. Der Kranzwasserschöpfer war mit bis zu 24 Wasserschöpfern bestückt, um Wasserproben aus unterschiedlichen Tiefen an die Oberflächen zu bringen. Die Wasserproben wurden für die *in-situ* Kalibrierung des Salzgehalts- und Sauerstoffsensors verwendet, dienten aber auch der Analyse verschiedener gelöster Substanzen wie Flour-Chlor Kohlenwasserstoffe (FCKW), Nährstoffe, Kohlendioxid und Helium bzw. Tritium. Auf den FS METEOR Reisen konnten nur 22 Wasserschöpfer an dem Kranz befestigt werden, da der verbleibende Platz von einem ADCP eingenommen wurde. Die Salzgehaltsanalysen der Wasserproben aus den Schöpfern wurden an Bord mit einem Autosalinometer durchgeführt. Der gelöste Sauerstoffgehalt wurde durch Titration nach dem Winklervorgang bestimmt.

An die im Rahmen vom WOCE durchgeführten hydrographischen Messungen wurden hohe Qualitätsanforderungen gestellt. Temperatur und Salzgehalt sollten in den Bereichen des Ozeans, wo nur kleine Gradienten der entsprechenden Größen auftreten, mit einer Genauigkeit von $0,002^{\circ}\text{C}$ beziehungsweise von 0,002 auf der Praktischen Salinitätskala (PSS-78) bestimmt werden (*Joyce und Corry, 1991*). Für die Druckmessungen wurde eine Genauigkeit von drei Dezibar (dbar) gefordert, für die Sauerstoffmessungen ein Fehler von geringer als 1% des Meßwertes. Die CTD-Daten aller Expeditionen erfüllten diese Richtlinien.

Im Arabischen Meer wurden insgesamt 309 CTD Profile aufgezeichnet, von denen 133 bis in Bodennähe gefahren wurden. Die verbleibenden Profile erreichten eine Tiefe von 2000 m. Die Kalibrierung der CTD und Sauerstoffdaten wurde am IfM Kiel durchgeführt. Die Druck- und Temperatursensoren wurden vor den Reisen im Januar 1995 laborgerecht.

Aus den Temperatur- und Druckdaten der Kippthermometer konnte keine signifikante Abweichung zu den *in-situ* CTD Daten festgestellt werden. Die Genauigkeit der Daten sollte daher der Laborkalibrierung entsprechen. Die Kalibrierung des Salzgehalts- und des Sauerstoffsensors wurde anhand der Autosalinometermessungen und der Sauerstoffwerte aus den Wasserproben durchgeführt. Die verbleibenden Standardabweichungen sind in Tabelle 3.2 zusammengestellt. In Tiefen unterhalb von 1500 m reduziert sich der angegebene Meßfehler im Salzgehalt um 6×10^{-4} .

Tabelle 3.2: Genauigkeit der Salzgehalt- und Sauerstoffdaten der drei FS METEOR Fahrten.

Expedition	Salzgehalt	Sauerstoff
M32/1	0,0027	0,062 ml/l
M32/4	0,0026	0,066 ml/l
M32/6	0,0025	0,054 ml/l

Südlich von Sri Lanka stehen aus dem Bereich zwischen 6° S und der Küste Sri Lankas insgesamt 120 CTD Profile zur Verfügung, wovon 34 bis zum Boden reichen. Auf der Reise FR8/94 sind Messungen bis zu einer Tiefe von 2000 m, auf SO93 bis 1000 m durchgeführt worden. Der Fehler der Temperaturbestimmungen liegt bei $0,002^\circ$ C. Der Salzgehalt wurde mit einer Genauigkeit von 0,002 bestimmt. Die CTD Profile aller Reisen werden in dieser Arbeit als über einen Dezibar gebildete Mittelwerte verwendet. Eine Ausnahme bilden die Daten von FR8/94, die auf zwei Dezibar Tiefenabstände gemittelt wurden.

3.2.2 Direkte Strömungsmessungen

Im Rahmen der Meßkampagne wurde die Geschwindigkeit des ozeanischen Strömungsfeldes mit einer Reihe unterschiedlicher Methoden direkt gemessen. Dazu gehörten verankerte Rotorströmungsmesser (RCM), akustisch geortete Driftsonden (Pegasus System) und Meßgeräte, die den Dopplereffekt ausnutzen (ADCPs), um die Strömungsgeschwindigkeit zu bestimmen.

Das Pegasus System

Der Pegasus ist ein frei-fallendes, akustisch geortetes kugelförmiges Gerät zur Messung von vertikalen Profilen der Horizontalgeschwindigkeit (*Spain et al.*, 1981). Die akustische Ortung geschieht über zwei am Meeresboden verankerte Transponder. Vor dem Aussetzen werden Gewichte an der Sonde angebracht, die über einen druckabhängigen Auslöser

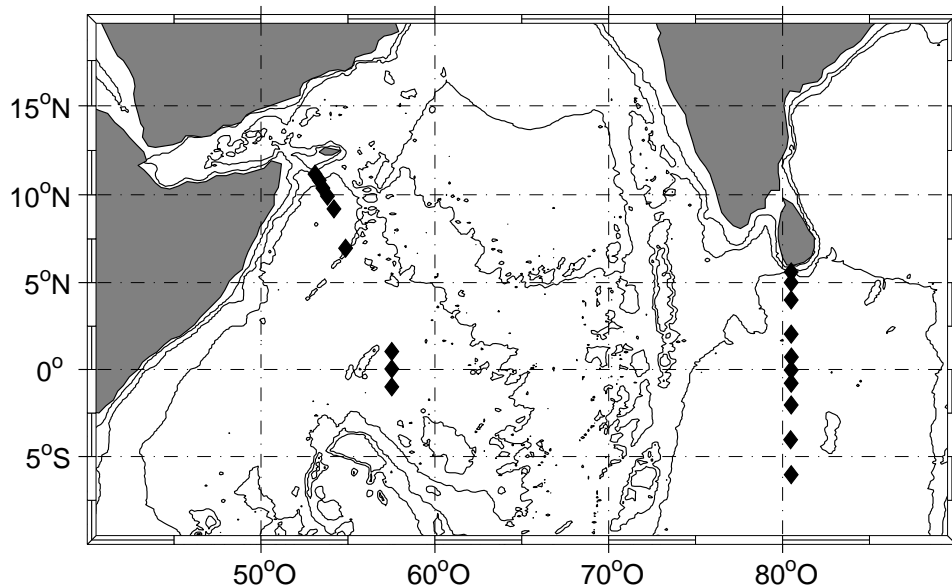


Abbildung 3.4: Positionen der im Rahmen von WOCE eingesetzten Pegasus Transponderpaare.

oder bei Bodenberührung abgeworfen werden. Der Pegasus sinkt zunächst mit einer Geschwindigkeit von ca. $0,8 \text{ m s}^{-1}$ in die Tiefe ab und wird dabei von der Horizontalströmung verdriftet. Alle 16 Sekunden sendet die Sonde ein 10 kHz Signal an die Transponder und zeichnet die verstrichene Zeit bis zum Eintreffen des Signals der auf verschiedenen Frequenzen antwortenden Transponder auf. Nach dem Abwurf der Gewichte kehrt sie dann mit einer leicht verminderten Geschwindigkeit von $0,5 \text{ m s}^{-1}$ wieder an die Oberfläche zurück. Aus der Laufzeit der Schallsignale und der Druck- und Temperaturoaufzeichnungen kann die Position der Sonde während des Absinkens und des Aufstiegens ermittelt werden.

Im Rahmen des Meßprogramms wurde das Pegasus System in drei verschiedenen Gebieten eingesetzt. Eine Übersicht der Positionen von Transponderpaaren ist in Abbildung 3.4 gegeben. Ein ausgedehntes Transponderfeld wurde entlang $80,5^\circ \text{ O}$ zwischen 6° S bis zur Küste von Sri Lanka während der 73. Forschungsfahrt des FS SONNE im Dezember 1990 ausgelegt. Weitere Messungen an den Transponderstationen wurden auf SO88 im Juli 1993 und auf der RV FRANKLIN Reise 8/94 im September 1994 durchgeführt. Die Datenqualität der auf der FR8/94 gemessenen Profile ist allerdings stark herabgesetzt, da die Stromversorgung der Transponder bereits sehr gering war. Insgesamt wurden an den 12 Transponderpaaren 46 Absinkprofile und 45 Aufstiegsprofile aufgezeichnet, wovon jeweils 12 Profile eine maximale Tiefe von 1500 m erreichten. In allen übrigen Fällen wurden jedoch die Messungen bis in Bodennähe durchgeführt.

Die anderen beiden Transponderfelder im nördliche Somalibecken und zwischen 1° N und 1° S bei 57° O wurden während des ersten Fahrtabschnitts der 32. Reise des FS METEOR im April 1995 ausgebracht. Weitere Messungen an den Transponderstationen wurden auf den zwei folgenden WOCE Fahrten, M32/4 und M32/6, durchgeführt. Im nördlichen Somalibecken wurden insgesamt 17 Absink- und die gleiche Anzahl Aufstiegsprofile über die gesamte Wassersäule gewonnen. An den drei Transponderpaaren im äquatorialen Somalibecken wurden jeweils zehn Absink- und Aufstiegsprofile aufgezeichnet, von denen jedoch ein Paar nicht Bodennähe, sondern nur eine Tiefe von 2000 m erreichte.

Die Pegasus Profile aus den einzelnen Gebieten stehen für diese Arbeit in unterschiedlichen Auswertungsstadien zur Verfügung. Die Datenaufbereitung der Profilmessungen wurde mit den von Uwe Send und Gerd Krahmann an der Universität Kiel entwickelten Matlab-Routinen durchgeführt. Dabei werden die Druckdaten mit Laboreichungen kalibriert, von Ausreißer befreit, leicht gefiltert und in Tiefen umgerechnet. Mit einer Schallgeschwindigkeitskorrektur, die aus einem simultan gemessenen CTD Profil berechnet wird, werden die Laufzeiten dann in Positionen umgerechnet. Schließlich werden die Geschwindigkeiten bestimmt und die Profile gespeichert.

Fehler in der Aufzeichnung der Laufzeiten können durch das gleichzeitige Eintreffen der Transponderantworten entstehen, wobei es zu einer Verzögerung oder zum Verlust des zweiten Signals bei der Aufzeichnung kommen kann (*Firing*, 1987). In größeren Tiefen kann die Kommunikation der Komponenten durch topographische Hindernisse unterbunden werden, wobei weitere Datenlücken entstehen. Drei Profile aus dem Arabischen Meer zeigten nach der Datenaufbereitung Lücken in einer Größenordnung von 100 m bis 300 m, alle übrigen Profile wiesen nur vereinzelte Datenlücken von weniger als 40 m auf. Weiterhin enthalten die Geschwindigkeitsprofile nach der Aufbereitung kleinskalige Fluktuationen mit Wellenlängen von 20 m bis 40 m und Amplituden von $0,02$ - $0,04 \text{ m s}^{-1}$, die durch das hydrodynamische Verhalten der Pegasus Sonde bei der Beschleunigung durch den Wasserkörper und der verbleibenden Ungenauigkeit in der Positionsbestimmung zustande kommen (*Send*, 1994; *Luyten et al.*, 1982). Diese Meßfehler können durch eine Tiefpassfilterung der Daten eliminiert werden.

In der weiteren Auswertung wurden die Profile auf aufeinanderfolgende identische Geschwindigkeiten untersucht und gegebenenfalls herausgenommen, da es sich um einen Übertragungsfehler handeln muß. Tiefenabschnitte mit Datenlücken von über 30 m wurden durch lineare Interpolation oder in tiefergelegenen Profilausschnitten mit Daten aus dem komplementären Profil (Absink- bzw. Aufstiegsprofil) aufgefüllt. Dann wurden die Daten mit einer quadratischen Spline auf ein gleichmäßiges Tiefenintervall von 15 m Abständen interpoliert, die eine Transporterhaltung gewährleistet. Danach erfolgte eine lineare Interpolation auf 10 m Tiefenabstände. Schließlich wurden die Daten mit ei-

nem phasenerhaltenden digitalen Tiefpassfilter geglättet, wobei ein Butterworth Fenster über 50 m und eine Abschnittswellenlänge (cutoff) mit gleicher Größenordnung verwendet wurden.

Die Qualität der Geschwindigkeitsmessungen des Pegasus Systems wird insbesondere durch die Positionsbestimmung der auf dem Meeresboden verankerten Transponderpaaren beeinflusst. Für die Positionbestimmung aller hier aufgeführten Transponderpaare wurde das Verfahren von *Send et al.* (1996) verwendet, mit dem bei einem geringen zeitlichen Aufwand eine Genauigkeit von 5 m im Ort und 2 m in der Tiefe erzielt werden kann. Untersuchungen zum Fehler von Pegasusmessungen sind in *Send* (1994) und *Send et al.* (1996) beschrieben. *Send et al.* (1996) zeigten anhand geometrischer Überlegungen, daß der Fehler der Geschwindigkeitsmessungen bei der oben erwähnten Transponderpositionsbestimmung in der Größenordnung von $0,01 \text{ ms}^{-1}$ liegt. Dabei wurde allerdings das dynamische Verhalten der Sonde nicht berücksichtigt. Die Differenzen von Absink- und Aufstiegsprofil konnte *Send* (1994) weitgehend durch die natürliche Variabilität interner Wellen im Ozean erklären. Die verbleibenden Differenzen von $0,01\text{-}0,02 \text{ ms}^{-1}$ führte er neben dem Meßfehler der Sonde auch auf die Untersuchungsmethode zurück. Im Abschnitt 4.5 wird gezeigt, daß sich der Meßfehler der Pegasusmessungen nicht von der natürlichen Variabilität im Ozean unterscheiden läßt.

Akustische Stromprofilmessungen

Weitere vertikale Stromprofile wurden während der drei FS METEOR Fahrten mit einem an dem Kranzwasserschöpfer befestigten autonomen akustischen Dopplerstromprofiler (LADCP) gewonnen. Im Gegensatz zu dem schiffsinstallierten ADCP hat das mit der Rosette in die Tiefe gelassene LADCP eine im Gerät integrierte Stromversorgung und speichert die Messungen intern. Das LADCP mißt jede Sekunde alle drei Geschwindigkeitskomponenten über eine Wassersäule von 200-500 m mit einer variablen vertikalen Auflösung zwischen 2 m und 24 m. Die von den vier Signalgebern ausgesendeten Schallwellen werden von kleinen Partikeln oder Zooplankta in verschiedenen Tiefen zurückgestreut und von den Signalgebern wieder empfangen. Durch die Bewegung der Streupartikel mit den Strömungen erfährt die Frequenz des zurückgesendeten Signals eine Dopplerverschiebung, mit der die Geschwindigkeit der Strömung bestimmt werden kann. Um die Geschwindigkeitswerte in Erdkoordinaten umzurechnen, müssen sowohl das Stampfen und Rollen (Pitch and Roll) als auch die Orientierung der Rosette während der Datenaufzeichnung bekannt sein. Zwei Pendelpotentiometer messen daher das Pitch und Roll der Rosette, während der Kurs der Rosette mit einem Kompaß aufgezeichnet wird. Die Umwandlung in Erdkoordinaten wird intern im LADCP vor dem Speichern der Ensembles durchgeführt.

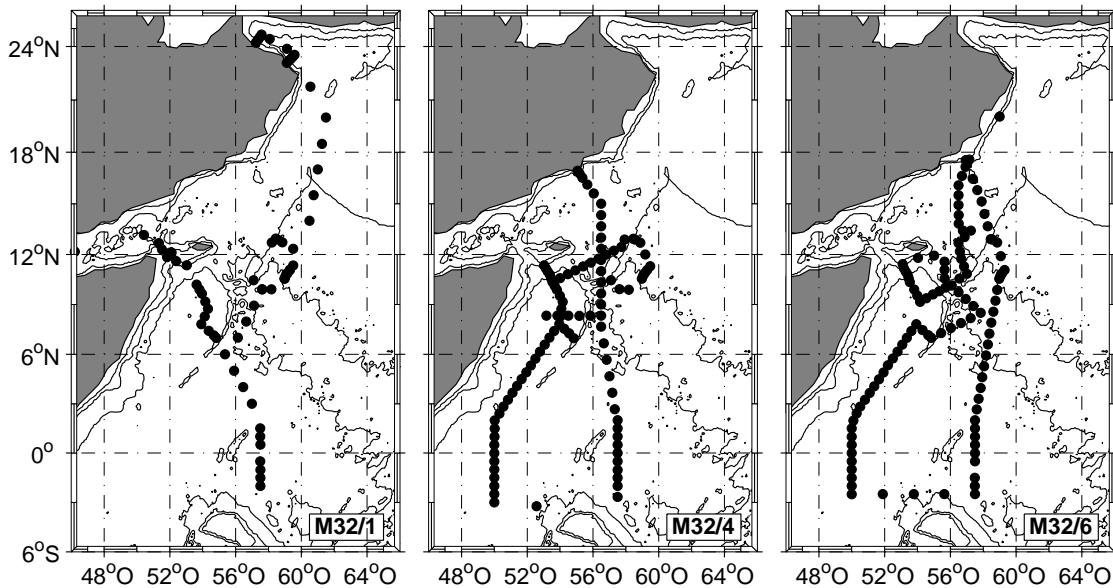


Abbildung 3.5: Positionen der LADCP Messungen auf den FS METEOR Reisen M32/1, M32/4 und M32/6.

Während der drei FS METEOR Fahrten wurde auf fast jeder CTD Station ein vertikales Stromprofil mit dem LADCP gemessen. Die Positionen der LADCP Stationen sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Während des ersten Fahrtabschnitts wurden zwei verschiedene LADCP Geräte eingesetzt. Insgesamt 17 Stationen wurden mit einem Breitband-ADCP (BBADCP) durchgeführt. Die Daten waren allerdings in Tiefen unterhalb von 2000 m stark verrauscht, so daß ab Station 28 und auf den folgenden Fahrten ein 154 kHz Schmalband ADCP (NBADCP) eingesetzt wurde (siehe auch *Schott et al. (1996)*). Die Binlänge des NBADCP war mit 16 m voreingestellt, woraus sich aus geometrischen Betrachtungen eine Tiefenauflösung von 17,36 m ergibt. Das BBADCP liefert eine Tiefenauflösung von 10 m. Das zeitliche Mittelungsintervall des NBADCP wurde auf M32/1 und M32/4 abhängig von der Stationstiefe gewählt. Bei bis in 2000 m gefahrenen Profilen wurde über 8 Sekunden gemittelt, bei den bis zum Boden gefahrenen über 16 Sekunden. Während der M32/6 Reise sowie bei den BBADCP Profilen wurde als Mittelungsintervall immer 8 Sekunden verwendet. Weiterhin wurde die höchste Pingrate ($1,23 \text{ s}^{-1}$) verwendet, die für eine Reichweite von 18 Bins möglich ist. Da in der Tiefe weniger Partikel für die Rückstreuung zur Verfügung stehen, bestehen die Profile unterhalb von 1000 m meist aus weniger Bins. Oberhalb von 1000 m stehen üblicherweise verwertbare Daten aus allen 18 Bins zur Verfügung.

Zur Aufbereitung der Rohdaten wurden die von Jürgen Fischer und Martin Visbeck entwickelten Fortran Programme verwendet. Das Auswertungsverfahren ist in *Fischer*

und Visbeck (1993) veröffentlicht und wird hier nur kurz beschrieben. Aufgrund der unbekannten Bewegung der Rosette relativ zum Schiff werden die Horizontalgeschwindigkeiten vertikal differenziert. Die resultierenden Scherprofile werden auf einheitliche Tiefenabstände interpoliert und gemittelt. Die Tiefe der einzelnen Profile wird in dem Programm über die von ADCP gemessene Vertikalgeschwindigkeit berechnet. Die Integration des mittleren Scherprofils ergibt schließlich das Geschwindigkeitsprofil bis auf eine unbekannte Integrationskonstante. Diese wird über die tiefengemittelte Strömung bestimmt, die aus dem zeitlichen Mittel der gemessenen Strömung, der Schiffsverdriftung während der Messungen und dem zeitlichen Mittel des Scherprofils berechnet wird.

Die Routine zur Bestimmung des zeitlichen Mittelwerts aus den Rohdaten wurde für die Auswertung leicht modifiziert. In dem ursprünglichen Programm wurden Lücken in den Daten bei der zeitlichen Integration nicht berücksichtigt. Hier wurde die Routine so verändert, daß die Datenlücken durch direkt benachbarte Geschwindigkeitswerte aufgefüllt wurden, falls diese sowohl in dem vorangegangenen als auch in dem folgenden Zeitpunkt zur Verfügung standen. Diese Erweiterung führte zu einer verbesserten Übereinstimmung mit den Pegasusmessungen. Es wurden auch Versuche unternommen, anstelle der aus der Vertikalgeschwindigkeit bestimmten Tiefe den mit dem Drucksensor gemessenen zeitlichen Tiefenverlauf vorzugeben. Hier ergab sich allerdings nur eine geringe Verbesserung der Geschwindigkeitsbestimmungen.

Die Genauigkeit der Geschwindigkeitsbestimmung eines ADCPs hängt von verschiedenen Faktoren ab. Dabei muß insbesondere zwischen der Genauigkeit des Geschwindigkeitsprofils und der Genauigkeit der über die Tiefe gemittelten Geschwindigkeit unterschieden werden. Letztere hängt fast ausschließlich von der Genauigkeit der GPS-Positionsbestimmungen und der Dauer von Lücken im zeitlichen Integral der Geschwindigkeitsmessungen ab. Hinzu kommt allerdings noch ein unbekannter systematischer Meßfehler der ADCPs zwischen $0,005 \text{ m s}^{-1}$ und $0,01 \text{ m s}^{-1}$, der durch die Datenaufbereitung ohne Vergleichsmessungen nicht behoben werden kann (*RD Instruments*, 1989). Eine detaillierte Beschreibung der Meßfehler des Geschwindigkeitsprofils wird in *Firing* (1998) gegeben. Ein systematischer Fehler und der Meßfehler der hier verwendeten LADCP Profile wird im Abschnitt 4.5 anhand Vergleiche mit anderen direkten Strömungsmessungen abgeschätzt.

Verankerungen

Ein Teildatensatz der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden direkten Strömungsmessungen stammt aus zwei im Rahmen von WOCE ausgelegten Verankerungsfeldern. Das Verankerungsfeld ICM7 war zwischen April 1995 und Oktober 1996 in dem nördlichen Somalibecken installiert, um die Reaktion des Somalistromsystems auf den Monsun zu

untersuchen (siehe Abbildung 3.6). Das Feld umfaßte 12 Verankerungen. Zwei davon, K10 und K11, waren in der Sokotrapassage zwischen der Insel Abd el Kuri und Somalia ausgelegt. Diese Passage spielt eine wichtige Rolle im Austausch zwischen dem Somalistro regime und dem Arabischen Meer (*Schott et al.*, 1997). Die in einem Dreieck aufgestellten Verankerungen K17 bis K21 lieferten Aufschluß über Rossbywellen und deren Beitrag zum Aufbau des nördlichen Somalistroms (*Eigenheer*, 1997).

Aus dem WOCE-ICM8 Feld südlich von Sri Lanka standen sechs Verankerungen zur Verfügung (Abbildung 3.6). Die Verankerungen, die zwischen Juni 1995 und September 1996 ausgelegt waren, dienten der Untersuchung des Äquatorialen Stromsystems sowie des Monsunstroms. Ergebnisse aus den Daten sind in *Reppin et al.* (1999) veröffentlicht. Beide Verankerungsfelder waren sowohl mit Rotorströmungsmessern (RCM) als auch mit 150 kHz ADCPs bestückt. Im Arabischen Meer waren insgesamt 54 RCM und sieben akustische Dopplerstrommesser im Einsatz, südlich von Sri Lanka 25 RCM und fünf ADCPs. Eine Zusammenstellung der verschiedenen Meßgeräte ist in den Tabellen 3.3 und 3.4 gegeben. Die ADCPs waren an den Verankerungen mit den Signalgebern nach oben ausgerichtet angebracht. Der vertikale Meßabstand (Binlänge) war auf 4,34 m eingestellt. Die Verankerung K8 südlich von Sri Lanka war zusätzlich noch mit einem nach unten gerichteten 75 kHz ADCP versehen, welches direkt unterhalb des ersten ADCPs angebracht war. Die Binlänge dieses ADCPs war auf 8,68 m eingestellt. Die Aufbereitung der

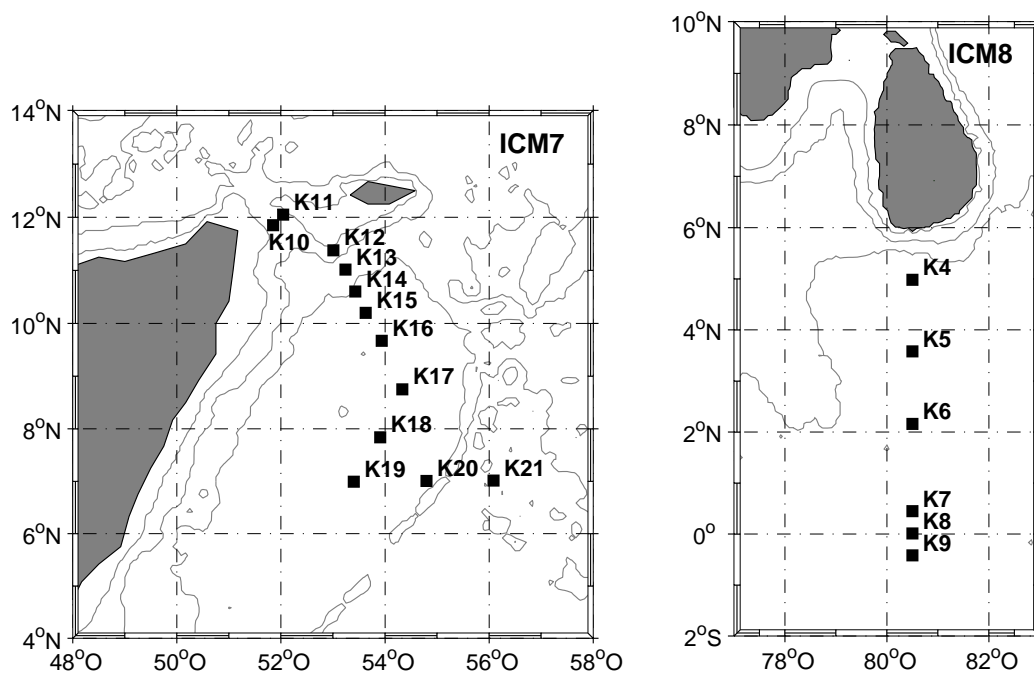


Abbildung 3.6: Positionen der verwendeten ICM7 und ICM8 Verankerungen.

Tabelle 3.3: Verankerungen des Felds ICM7 im Arabischen Meer. U bezeichnet Geschwindigkeitsaufzeichnung, P Druck- und T Temperaturlaufzeichnung.

Verankerung		K10	K11	K12	K13	K14	K15	K16
Position		11° 51' N 51° 51' O	12° 03' N 53° 03' O	11° 23' N 53° 01' O	11° 01' N 53° 15' O	10° 36' N 53° 26' O	10° 12' N 53° 38' O	9° 40' N 53° 56' O
Zeitraum		29.03.95 23.10.96	29.03.95 23.10.96	31.03.95 24.10.96	31.03.95 22.10.96	01.04.95 22.10.96	02.04.95 22.10.96	03.04.95 22.10.96
Tiefe*	100 m	ADCP	U,P,T	ADCP	U,T,P	ADCP	U,P,T	ADCP
	200 m		U,P,T		U,P,T		U,P,T	
	400 m	U ¹ ,P,T	U,T	U,P,T	U ² ,T	U,T,P	U,T,P	U,T,P
	700 m	U,P,T	U,P,T	U,T,P ⁴	U ² ,T	U,T,P	U ³ ,T,P	U,T
	1000 m	U,T			U,P,T	U,P	U ² ,T	
	2000 m				U,P,T		U,T	U,P,T
	3000 m				U,T	U ³ ,T		
	3500 m						U,P,T	
	4000 m					U,T	U ¹ ,T	U,T
	4500 m							U,T

Verankerung		K17	K18	K19	K20	K21
Position		8° 45' N 54° 20' O	7° 50' N 53° 54' O	7° 00' N 53° 24' O	7° 01' N 54° 48' O	7° 01' N 56° 05' O
Zeitraum		09.04.95 21.10.96	10.04.95 20.10.96	10.04.95 20.10.96	11.04.95 20.10.96	18.04.95 19.10.96
Tiefe*	100 m	ADCP	ADCP	ADCP	U,T,P	U,P,T
	200 m				U ¹ ,P ¹ ,T ¹	U,P,T
	400 m	U,P,T	U,P,T	U,P,T	U,T	U ³ ,T,P
	700 m	U,P,T	U,P,T	U,P,T	U,T	U ³ ,T,P
	2000 m	U,P,T	U,T	U ¹ ,P ¹ ,T ¹	U,T	U,T,P
	4000 m				U ¹ ,T ¹	

Tabelle 3.4: Verankerungen des Felds ICM8 südlich von Sri Lanka.

Verankerung		K4	K5	K6	K7	K8	K9
Position		4° 59' N 80° 30' O	3° 35' N 80° 30' O	2° 10' N 80° 30' O	0° 45' N 80° 30' O	0° 01' N 80° 30' O	0° 43' N 80° 30' O
Zeitraum		29.07.93 09.09.94	27.07.93 09.09.94	26.07.93 10.09.94	25.07.93 11.10.94	24.07.93 12.10.94	23.07.93 13.10.94
Tiefe*	50 m	ADCP	ADCP	U ¹ ,T ¹ ,P ¹	ADCP	ADCP	ADCP
	100 m			U,P,T			
	150 m			U,P,T			
	280 m	U,P,T	U,P,T	U ³ ,T	U,P,T	ADCP	U,P,T
	550 m	U,T	U,T	U,T	U,T		U,T
	1000 m		U ¹ ,T	U,T	U,T	U ¹ ,T	U,T
	2000 m	U,T	U,T	U,T	U,T	U ¹ ,T	U,T
	4600 m					U,T	

¹ - eingeschränkter Zeitraum, ² - unzuverlässige Geschwindigkeitsaufzeichnung³ - defekter Propeller, ⁴ - defektes Meßgerät, * - nominelle Tiefe

Daten wurde am IfM Kiel durchgeführt. Die Instrumententiefe wurde dabei aus dem an der Oberfläche reflektierten Signal bestimmt (*Visbeck und Fischer, 1995*). Die Zeitserien liegen als über zwei Stunden gebildete Mittelwerte vor.

Die verwendeten Rotorströmungsmesser wurden von der Firma Aanderaa Instruments hergestellt. Dabei waren sowohl ältere Geräte des Typs RCM4 und RCM5 als auch neuere Geräte, RCM7 und RCM8, im Einsatz. Das Meßintervall wurde bei den neuen Geräten mit zwei Stunden, bei den älteren Modellen mit drei Stunden voreingestellt. Die Auswertung und Kalibrierung der Strömungsdaten wurde von J. Karstensen am IfM Hamburg durchgeführt. Temporäre oder permanente Ausfälle traten vereinzelt, besonders bei älteren Modellen auf. Sie wurden auf Verkeilung oder Verlust des Propellers zurückgeführt. Sechs in größeren Tiefen verankerte RCMs zeigten sprunghaft fluktuierende Geschwindigkeiten, die auch durch Filterungen nicht zuverlässig korrigiert werden konnten. Diese Zeitserien werden bei den Analysen in den folgenden Kapiteln nicht berücksichtigt.

Der Meßfehler der Aanderaa RCM 4, 5, 7 und 8 beträgt, gemäß Herstellerangaben, $\pm 0,01 \text{ m s}^{-1}$ oder $\pm 2\%$ der Geschwindigkeit (*Aanderaa, 1981, 1993*). In einer Vergleichsstudie von Rotorströmungsmessern (*UNESCO, 1969, 1975*) wurde bereits vor mehr als 20 Jahren eine maximale Abweichung von nur $\pm 0,02 \text{ m s}^{-1}$ zwischen verschiedenen Fabrikaten festgestellt. Allerdings benötigen die Strömungsmesser eine Anströmung von $0,02 \text{ m s}^{-1}$, um eine von null verschiedene Geschwindigkeit aufzuzeichnen, so daß bei geringen Geschwindigkeiten größere Abweichungen berücksichtigt werden müssen. Der absolute Fehler der Richtungsbestimmung beträgt bei kleinen Geschwindigkeiten $\pm 7,5^\circ$, bei höheren Geschwindigkeiten $\pm 5^\circ$. Die Genauigkeit der Temperaturaufzeichnungen liegt bei $0,05^\circ \text{ C}$.

Schiffsinstallierte ADCP Messungen

Das FS METEOR war während der drei WOCE Reisen mit einem RDI 153,6 kHz ADCP ausgestattet, um kontinuierlich die Strömungen in den oberen Schichten der Wassersäule zu messen. Die Datenaufzeichnung und Kalibrierung ist detailliert in *Dengler (1996)* beschrieben. Hier werden nur die wesentlichen Punkte wiedergegeben. Die Messung wurde überwiegend mit einer vertikalen Auflösung von 8 m durchgeführt, wodurch eine Meßtiefe von über 400 m erreicht werden konnte. Die jede Sekunde gemessenen Werte wurden als 5 Minuten Mittelwerte gespeichert. In flachen Gebieten wurde eine Binlänge von 4 m gewählt und 100 Sekunden Mittelwerte aufgezeichnet. Zur Datenaufzeichnung wurde die von RDI zur Verfügung gestellte Data Acquisition System (DAS) Software verwendet. Weiterhin sind die Positionsdaten eines dreidimensionalen Ashtech Global Positioning System (GPS) Empfänger mit dem user3.exe Programm der Universität Hawaii direkt in die Datenaufzeichnung eingeflossen.

Die Datenauswertung wurde mit dem Programmpaket CODAS3 von Eric Firing, Ju-

lie Ranada und Patrick Caldwell, Universität Hawaii, durchgeführt. Die Kalibrierung des Einbauwinkels konnte mit einer hohen Genauigkeit durchgeführt werden, da unabhängige Schiffskursmessungen durch den Ashtech 3D Empfänger in die Datenaufzeichnung miteingefloßen waren. Leider standen dem GPS Empfänger nicht immer ausreichend Satelliten zur Verfügung, so daß es häufig zu Lücken bei der Kursbestimmung kam. Bei der Kalibrierung des Kreiselkompasses konnten daher nicht alle Schuleroszillationen herausgefiltert werden. Fehler in der Kompaßkompensation wurden allerdings eliminiert.

Die Genauigkeit der Daten ist von der gewünschten zeitlichen Auflösung der Daten abhängig. Die größte Fehlerquelle stellt dabei die von dem Amerikanischen Verteidigungsministerium willkürlich verschlechterten Positionsbestimmungen durch das GPS System dar. Bei der Verwendung von über zwei Stunden gemittelte Geschwindigkeiten liegt der durch die GPS Fehlbestimmung hervorgerufene Fehler unterhalb von $0,03 \text{ ms}^{-1}$. Nach der Kalibrierung zeigten die Daten der drei Reisen einen Fehler im Kurs von weniger als $0,3^\circ$, wodurch bei voller Fahrt des Schiffes ein Geschwindigkeitsfehler von maximal $0,027 \text{ ms}^{-1}$ zu erwarten ist. Hinzu kommt allerdings noch ein unbekannter systematischer Fehler zwischen $0,005 \text{ ms}^{-1}$ und $0,01 \text{ ms}^{-1}$, der durch die Datenaufbereitung nicht behoben werden kann (*RD Instruments*, 1989).

3.2.3 Bathymetrische und Meteorologische Daten

Das FS METEOR war auf den drei Fahrten im Arabischen Meer mit einer Reihe unabhängiger Echolote für die Bestimmung der Wassertiefe ausgerüstet. Darunter waren ein ATLAS Hydrosweep Fächerlot und ein Parasound Tiefsee-Sedimentlot. Beide Meßgeräte waren kontinuierlich im Einsatz. Die Daten wurden als im Minutentakt gebildete Mittelwerte über eine ATLAS Daten-Verteilersystem Anlage (DVS) aufgezeichnet. Nach Herstellerangaben beträgt die Genauigkeit der Hydrosweeptiefen $\pm 1 \text{ m}$. Um diese Genauigkeit zu erzielen, muß allerdings die Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von Temperatur, Salzgehalt und Druck berücksichtigt werden.

Das Hydrosweep Fächerlot kann in zwei Konfigurationen betrieben werden. In einer Standardeinstellung wird für die Tiefenmessungen eine Schallgeschwindigkeit von 1500 m s^{-1} vorgegeben, ohne auftretende Änderungen zu berücksichtigen. In einer erweiterten Konfiguration wird dagegen die lokale Schallgeschwindigkeit unter Ausnutzung der fächerförmigen Ausrichtung der Schallsender selbsttätig bestimmt. Auf den drei Fahrten wurde die Tiefe auf identischen Positionen wiederholt gemessen. Beim Vergleich der Daten fiel auf, daß die Messungen von M32/4 und M32/6 gut übereinstimmten, während sich zu M32/1 bis zu 50 m abweichende Tiefen ergaben. Mit Hilfe einer Korrektur der auf M32/4 und M32/6 gemessenen Tiefen durch eine aus den CTD Messungen an den Überschneidungspositionen berechnete mittlere Schallgeschwindigkeit konnten jedoch die Daten aus den drei Fahrten in Einklang gebracht werden. Die Abweichungen lassen sich

also auf eine unterschiedliche Konfiguration des Hydrosweep Fächerlotes zurückführen. Die erweiterte Einstellung wurde auf der ersten FS METEOR Reise verwendet, auf den beiden folgenden Fahrten die Standardeinstellung. Die in der Standardeinstellung gemessenen Tiefen wurden daher mit einer aus den CTD Daten berechneten und auf die Positionen der Tiefenmessungen interpolierten mittleren Schallgeschwindigkeit korrigiert. Nach der Korrektur zeigten sich keine weiteren systematischen Unterschiede der in verschiedener Konfiguration aufgenommenen Datensätze. Die lokale Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von Temperatur, Salzgehalt und Druck muß jedoch für mit konstanter Schallgeschwindigkeit aufgenommene Datensätze des Hydrosweep Fächerlotes bei der Datenaufbereitung miteinbezogen werden.

Das Parasound Echolot bestimmte die Tiefen durchschnittlich um ca. 10 m kleiner als das Hydrosweep Fächerlot. In Tiefen kleiner als 3000 m konnte dagegen keine Abweichung zwischen den beiden Meßmethoden festgestellt werden. Um eine Homogenität der Datensätze zu gewährleisten, wurden die Tiefen des Parasound Echolotes unterhalb von 3000 m um einen Betrag von 11,8 m korrigiert. Temporäre Ausfälle, besonders bei stark variabler Bodentopographie, traten bei beiden Meßgeräten auf. Die in dieser Arbeit verwendeten bathymetrischen Daten bestehen daher aus einer Zusammensetzung beider Datensätze, wobei die Hydrosweep Daten bevorzugt verwendet wurden.

Die meteorologischen Bedingungen während der drei Fahrten wurden ebenfalls als Minutenmittelwerte von der DVS Anlage aufgezeichnet. Der Datensatz umfaßt Windgeschwindigkeit, Windrichtung, Lufttemperatur, Luftdruck, Taupunkt und Aufzeichnungen der Globalstrahlung. Einzelheiten zur Auswertung und Kalibrierung der Daten sind in *Eigenheer* (1996) beschrieben. Die Daten liegen für diese Arbeit als über einen Zeitraum von 15 Minuten gemittelte Werte vor.

4. Methode zur Berechnung von absoluten Transporten

Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit der Verwendung von direkten Strömungsmessungen, insbesondere von LADCP Daten, und Daten von Gezeitenmodellen zur Anpassung von geostrophischen Geschwindigkeitsprofilen. Dabei wird der Frage nachgegangen, mit welcher Genauigkeit sich die Volumentransporte mit dem zur Verfügung stehenden Datensatz abschätzen lassen. Eine solche Betrachtung ist besonders für Transportabschätzungen in den Gebieten wichtig, in denen die zu erwartenden Strömungsgeschwindigkeiten von kleiner Größenordnung sind.

Für eine Bestimmung des Fehlers bei der Referenzierung von geostrophischen Geschwindigkeiten muß einerseits die Genauigkeit der Referenzgeschwindigkeit bekannt sein, andererseits aber auch die natürliche niederfrequente Variabilität durch die Gezeiten und internen Wellen berücksichtigt werden. Einen Schwerpunkt bilden daher die Bestimmung der Gezeitenströmungen und Untersuchungen zum Meßfehler der direkten Strömungsmessungen.

4.1 Motivation: Die Referenzierung der geostrophischen Strömung

Die Untersuchungen in diesem Abschnitt wurden durch zwei Zielsetzungen motiviert. Die Volumenbilanzierungen des Tiefenwassereinstroms durch die Amirantenpassage weisen auf einen erhöhten vertikalen Austausch im Somalibecken hin. In einem durch die Bodentopographie abgeschlossenem Gebiet kann die Diffusion über die vertikale Advektion balanciert werden, die sich wiederum über die Horizontalgeschwindigkeit abschätzen läßt. Wird dabei bedacht, daß der Einstrom in das Somalibecken zwischen 1 Sv und 1,8 Sv beträgt und hier wiederum Teilgebiete im Somalibecken betrachten werden sollen, so wird eine hohe Anforderung an die Genauigkeit der Bestimmung der Horizontalgeschwindigkeiten deutlich.

Ein weiteres Ziel war eine genaue Abschätzung der Tiefenzirkulation im Somalibecken. In Abschnitt 2.4 wurden bei der Beschreibung vorangegangener Untersuchungen zur Tiefenzirkulation widersprüchliche Ergebnisse deutlich. Zusätzlich zeigte *Johnson et al.* (1991a) anhand des Modells, daß sich das Tiefenwasser im Somalibecken mit sehr geringen

Geschwindigkeiten ausbreitet. Um eine signifikante Aussage über die Tiefenzirkulation treffen zu können, muß die Horizontalgeschwindigkeit daher möglichst genau bestimmt werden.

Die Schwierigkeit einer genauen Bestimmung des horizontalen Strömungsfeldes liegt darin, daß die geostrophischen Geschwindigkeiten mit einem integralen Verfahren berechnet werden. Die Geschwindigkeit zwischen zwei CTD Stationen läßt sich durch

$$v(z) - v_{ref} = -\frac{g}{f\rho} \int_{z_{ref}}^z \frac{\partial \rho}{\partial x} dz \quad (4.1)$$

bestimmen. Hier ist v die Strömungsgeschwindigkeit, f der Coriolisparameter, g die Gravitationskonstante und ρ die *in situ* Dichte. Die Vertikalverteilung der Geschwindigkeit $v(z)$ ist nur bis auf eine Konstante bestimmt. Für die Bestimmung der absoluten Geschwindigkeit muß die Geschwindigkeit v_{ref} in einer bestimmten Referenztiefe z_{ref} oder die barotrope Geschwindigkeit über die gesamte Wassersäule bekannt sein.

Eine Möglichkeit der Bestimmung der absoluten Geschwindigkeit ist eine verschwindende Horizontalströmung in einer größeren Tiefe des Ozeans anzunehmen. Dieses Verfahren wurde schon vor mehr als 100 Jahren verwendet (*Defant*, 1961, S. 493) und wird auch heute noch angewandt. Im nordwestlichen Indischen Ozean wurde beispielsweise von *Quadfasel et al.* (1997) und *Johnson et al.* (1998) eine verschwindende Horizontalgeschwindigkeit in 3000 m Tiefe beziehungsweise auf der potentiellen Temperaturfläche $\theta = 1,1^\circ \text{C}$ zur Berechnung von absoluten Transporten im Tiefenwasser verwendet. Gerade hier ist jedoch die Annahme einer Tiefe mit verschwindender Horizontalströmung sehr fraglich, da aufgrund des Vorhandenseins von Rossbywellen nahezu barotrope Horizontalgeschwindigkeiten von über $0,1 \text{ m s}^{-1}$ in größeren Tiefen hervorgerufen werden (siehe Abschnitt 2.3.3). Stellen die hydrographischen Daten geschlossene Gebiete dar, können durch das Voraussetzen von Erhaltungsgleichungen inverse Verfahren für die Bestimmung von barotropen Korrekturen verwendet werden (z.B. *Wunsch*, 1996). Diese Methode eignet sich besonders für die Abschätzung absoluter Strömungen in großen Gebieten. Das nördliche Somalibecken stellt hingegen ein sehr kleines Gebiet da. Das Gebiet ist zwar durch die Topographie unterhalb von 3800 m abgeschlossen, allerdings entstehen durch die variable Bodentopographie Lücken bei den Transportbestimmungen, wodurch die Voraussetzung für die Verwendung von Erhaltungsgleichungen nicht gegeben ist.

Prinzipiell können direkte Strömungsmessungen dazu verwendet werden, die geostrophische Geschwindigkeit zu referenzieren. Hier ist zu beachten, daß direkte Strömungsmessungen Punktmessungen, im Falle eines Strömungsprofils Strichmessungen entlang eines Schnittes darstellen. Die geostrophische Geschwindigkeit beschreibt dagegen die mittlere Strömung zwischen zwei Dichteprofilmessungen. Im letzten Abschnitt wurde erwähnt, daß die LADCP Messungen die barotrope Horizontalgeschwindigkeit mit hoher Genauigkeit bestimmen. Der Vorteil bei der Verwendung der barotropen Geschwindigkeit

zur Referenzierung liegt darin, daß die Geschwindigkeitsbeiträge von vertikal kleinskaligen internen Wellen herausgefiltert sind.

Es ergeben sich allerdings weitere Schwierigkeiten bei der Verwendung von direkt gemessenen barotropen Geschwindigkeiten zur Referenzierung. Einerseits enthalten die Messungen Geschwindigkeitsanteile von nichtgeostrophisch balancierten Strömungen, zum Beispiel barotrope Gezeitenströmungen oder andere ageostrophische Strömungskomponenten. Andererseits besteht die Möglichkeit eines systematischen Fehlers (v_{bias}), der von dem Hersteller mit $0,005 \text{ m s}^{-1}$ bis $0,01 \text{ m s}^{-1}$ angegeben wird (*RD Instruments*, 1989). Für eine exakte Referenzierung der geostrophischen Geschwindigkeit mit barotropen LADCP Geschwindigkeiten müssen also die barotropen Gezeitenströmungen v_{tide} während des Meßzeitraums, die Anteile der ageostrophischen Strömung v_{ageo} und ein möglicher systematischer Fehler des LADCPs v_{bias} berücksichtigt werden.

$$v_{ref} = v_{barotrop} - v_{ageo} - v_{tide} - v_{bias} \quad (4.2)$$

In den folgenden Ausführungen werden die für die Referenzierung benötigten Geschwindigkeitsanteile und deren Fehler bestimmt. Zuerst wird die Genauigkeit der barotropen Geschwindigkeitsbestimmung $v_{barotrop}$ untersucht. In Abschnitt 4.3 werden die Einflüsse der ageostrophischen Strömungen v_{ageo} abgeschätzt. Die barotropen Gezeitenströmungen v_{tide} werden mit einer ausgedehnten harmonischen Analyse der Verankerungsdaten in Abschnitt 4.4 bestimmt. Die Ergebnisse werden dort mit Daten aus einem globalen Gezeitenmodell verglichen, um die Verwendbarkeit von Modelldaten zu überprüfen. Im Abschnitt 4.5 wird durch den Vergleich der verschiedenen direkten Strömungsmessungen der systematische Fehler des LADCPs v_{bias} bestimmt. Durch den Vergleich der verschiedenen Messungen kann auch die Genauigkeit der einzelnen direkten Strömungsmessungen abgeschätzt werden. Die Ergebnisse der Untersuchung werden in Abschnitt 4.6 zusammengefaßt.

4.2 Die barotrope Strömungskomponente der LADCP Daten

In Abschnitt 3.2.2 wurden direkte Messungen der vertikalen Verteilung der Horizontalgeschwindigkeiten mit einem an einer Rosette befestigten ADCP vorgestellt. Obwohl die Geschwindigkeitsprofile der LADCP Messungen einen Meßfehler von ca. $0,05 \text{ m s}^{-1}$ aufweisen (siehe Abschnitt 4.5), geben die Messungen die über die gesamte Profiltiefe gemittelte Strömungskomponente mit einer hohen Genauigkeit wieder. Dies ist vor allem dadurch bedingt, daß durch die Integration der Messung über den gesamten Meßzeitraum die unbekannte Bewegung der Rosetten verschwindet.

Die vertikal gemittelte absolute Strömung wird bei der LADCP Datenauswertung aus

drei Komponenten bestimmt. Die mittlere Bewegung der Rosette durchs Wasser wird durch das über die Meßdauer gebildete zeitliche Integral der Horizontalgeschwindigkeiten relativ zur Rosette bestimmt. Die mittlere Schiffsbewegung während der Meßdauer wird über die Schiffspeditionen zu Beginn und Ende der Messung berücksichtigt. Die dritte Komponente ist das zeitliche Integral der entsprechenden relativen Geschwindigkeiten. Diese werden durch die vertikale Integration des mittleren Scherprofils berechnet. Wenn die Fier- und Hievgeschwindigkeiten der Rosette konstant und von gleicher Größenordnung wären, würde das Integral der relativen Geschwindigkeiten verschwinden. Der Beitrag der relativen Geschwindigkeiten zur barotropen Strömungskomponente ist daher sehr klein ($< 0,01 \text{ m s}^{-1}$).

Die Genauigkeit der barotropen Strömungskomponente eines Profils wird fast ausschließlich durch zwei Komponenten bestimmt: die Genauigkeit der Schiffspedition durch das an Bord befindliche GPS-System und die Genauigkeit des Zeitintegrals der LADCP Geschwindigkeiten relativ zur Rosette. Hinzu kommt ein systematischer Fehler des LADCPs, der aber durch Vergleiche mit anderen direkten Strömungsmessungen abgeschätzt werden kann (siehe 4.5)

Vor dem 1. Mai 2000 lag das 95% Vertrauensintervall der ohne differentielle GPS oder GLONASS Empfänger durchgeführten Positionsbestimmung in einem Kreis mit einem Radius von 100 m (*US Department of Defence*, 1995). Diese hohe Ungenauigkeit war durch die Selektive Verfügbarkeit, ein vom US Department of Defence absichtlich eingeführtes Störsignal bedingt, welches zwar seit dem 1. Mai 2000 nicht mehr an die GPS-Satelliten weitergegeben wird, jedoch zum Zeitpunkt der Messungen im Jahr 1995 noch eingesetzt wurde. Der FS METEOR stand während der Meßkampagnen weder ein differentielles GPS noch ein GLONASS Empfänger zur Verfügung, so daß es für den hier verwendeten Datensatz keine Möglichkeit gibt, den Beitrag des Störsignals zu bestimmen. Das Störsignal führt zu weder zeitlich noch räumlich konstanten Positionsbestimmungen. Im Mittel ändert es die GPS Positionen am gleichen Ort um einen Meter pro Sekunde. Nach ca. 5 Minuten ist die Wurzel der mittleren quadratischen Abweichung (RMS) der Position von 55 m erreicht. Die Dauer einer LADCP Messung ist aber erheblich länger, wodurch der durch das Störsignal vorgegebene Fehler bei der Bestimmung der Schiffsdrift vollständig eingeht.

Die Schiffsdrift wird über die Differenz der Schiffspeditionen nach dem Aussetzen der Rosette bei 10 m Tiefe und kurz vor der Aufnahme der Rosette wiederum bei einer Rosettentiefe von 10 m berechnet. Die Dauer des Hiev- und Fiervorgangs bei einer Meßtiefe über 4000 m ist länger als zweieinhalb Stunden. Der mittlere Fehler der Schiffsdrift läßt sich daher anhand der Meßdauer und der mittleren quadratischen Abweichung der Position bestimmen. Dieser ist bei den bis in größere Tiefen gefahrenen Profilen kleiner als $0,006 \text{ m s}^{-1}$ und verringert sich bei einer Meßdauer von mehr als zweieinhalb Stunden.

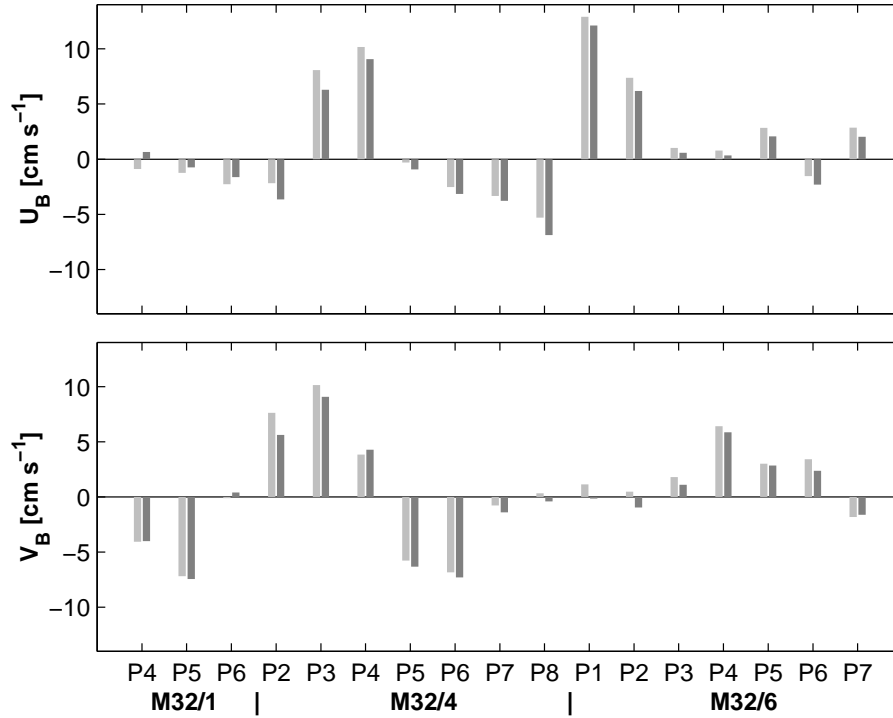


Abbildung 4.1: Vergleich der barotropen Geschwindigkeiten von LADCP Messungen (dunkel) und an gleicher Position durchgeführte Pegasusmessungen (hell). Die obere Darstellung zeigt die zonale, die untere die meridionale Strömungskomponente. Der systematische Fehler der LADCP Messungen ist in der Darstellung nicht berücksichtigt.

Die zweite Fehlerkomponente der LADCP Messungen bei der Bestimmung der barotropen Geschwindigkeit kommt durch Lücken in dem zeitlichen Integral der relativ zur Rosette gemessenen Geschwindigkeiten zustande (*Fischer und Visbeck, 1993*). Die Integration der Geschwindigkeiten relativ zur Rosette wird jeweils auf einzelne Bins durchgeführt und anschließend gemittelt. Die Differenzen der Integrationen für Bin 3 bis 6 waren in den während der M32/4 Expedition aufgenommenen LADCP Daten selten größer als $2 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$, obwohl die Einzelintegrationen die mittlere Strömung in unterschiedlichen Tiefenintervallen wiedergeben. Datenlücken, die ein gesamtes Ensemble betreffen, werden jedoch bei der Integration nicht berücksichtigt, wodurch eine Fehlbestimmung der integralen Strömung verursacht wird. Solche Datenlücken entstehen bei der Reflexion der Schallstrahlen am Meeresboden. Der durchschnittliche Anteil von Datenlücken in den während der M32/4 Reise bis in Bodennähe gefahrenen Profilen lag bei 23 Ensembles. Das Maximum betrug 47 Ensembles auf Station 33. Bei dem verwendeten zeitlichen Ensembleintervall von 8 s ergeben sich mittlere Datenlücken von über drei Minuten und maximale Werte von 6 Minuten. Bei einer angenommenen Geschwindigkeit von $0,01 \text{ m s}^{-1}$ relativ zur Rosette führen die Datenlücken zu Fehlern in der Größenord-

nung von $0,002 \text{ m s}^{-1}$, wobei maximale Werte von $0,004 \text{ m s}^{-1}$ auftreten können.

In den ursprünglichen Auswertungsroutinen von *Fischer und Visbeck* (1993) wurden auch vereinzelte Lücken in den relativ zur Rosette gemessenen Geschwindigkeiten bei der zeitlichen Integration nicht berücksichtigt, wodurch der Fehler zusätzlich erhöht wird. Die für die Daten in dieser Arbeit verwendeten Auswertungsroutinen wurden jedoch so verändert, daß einzelne Datenlücken durch Interpolation zwischen benachbarten Werten geschlossen wurden. Dies führte zu einer verbesserten Übereinstimmung bei dem Vergleich der barotropen Geschwindigkeiten zwischen Pegasus und LADCP Messungen.

Zusammenfassend läßt sich festhalten, daß die absolute vertikal gemittelte Strömungskomponente der LADCP Daten durch die Fehler in der Positionsbestimmung und durch in Bodennähe auftretende Datenlücken bestimmt ist. Hinzu kommt ein systematischer Fehler, der in Abschnitt 4.5 besprochen ist. Der RMS Fehler durch die Positionsbestimmung stellt den größten Fehlerbeitrag der barotropen LADCP Strömungen dar und beträgt für Profiltiefen über 4000 m $0,006 \text{ m s}^{-1}$. Das 95 %-Vertrauensintervall dieses Einflusses ist $\pm 0,011 \text{ m s}^{-1}$. Der durch Datenlücken in Bodennähe entstehende Fehler liegt im Mittel bei $0,002 \text{ m s}^{-1}$, kann aber maximale Werte $0,004 \text{ m s}^{-1}$ annehmen. Zusammengekommen ist der zu erwartende Fehler aufgrund der Ungenauigkeiten bei der Positionsbestimmung und den Datenlücken geringer als $0,01 \text{ m s}^{-1}$, mit maximal möglichen Werten von $0,015 \text{ m s}^{-1}$. Dieser als gering zu bewertende Fehler der Bestimmung der absoluten mittleren Strömung wird auch in dem Vergleich zu den Pegasusmessungen in Abbildung 4.1 deutlich, obwohl hier durch die unterschiedlichen Meßzeiten der beiden Instrumente zusätzliche Fehler, beispielsweise durch die barotropen Gezeitenströmung, in den Vergleich mit eingehen.

4.3 Bestimmung der ageostrophischen Strömungskomponente

Bei einer Verwendung der barotropen Strömungsgeschwindigkeiten der LADCP Messungen zur Referenzierung von geostrophischen Geschwindigkeiten ist nicht die absolute Strömungsgeschwindigkeit von Bedeutung, sondern der im geostrophischen Gleichgewicht befindliche Anteil der mittleren Strömungsgeschwindigkeit. Im folgenden wird daher ein Verfahren zur Eliminierung der ageostrophische Strömungsanteile und der dabei entstehenden Fehler besprochen.

Als ageostrophisch werden Strömungen oder Anteile einer Strömung bezeichnet, die sich nicht im Gleichgewicht zwischen dem Druckgradienten und der Corioliskraft befinden. Starke ageostrophische Strömungen treten überwiegend in der oberen, direkt vom Wind beeinflussten Wassersäule auf. Typische Beispiele sind die durch den Wind getriebene Ekman Strömung oder Trägheitsströmungen. Speziell im Untersuchungsgebiet ist zusätzlich die zyklotropische Strömung von Bedeutung (*Fischer et al.*, 1996), die durch

eine Balance zwischen der Druckgradientenkraft und der Zentrifugalkraft beschrieben werden kann. In tieferen Schichten können ageostrophische Strömungen, beispielsweise bei stark gescherten Geschwindigkeiten, auftreten. Außerdem ist das geostrophische Gleichgewicht in der Bodenreibungsschicht ungültig.

Der wesentliche ageostrophische Beitrag zu der mittleren absoluten Strömung ist in den oberen Schichten der Wassersäule durch die Ekmanströmung und die zyklotropischen Strömungen zu erwarten. Die Darstellung der geostrophischen Geschwindigkeitsprofile im Vergleich zu den LADCP Profilen in Abbildung 4.2 verdeutlicht die Größenordnung der dort auftretenden Differenzen. In der folgenden Diskussion wird daher die ageostrophische Strömung in der oberen Wassersäule behandelt.

Im allgemeinen kann die ageostrophische Strömungskomponente aus der Differenz des geostrophischen Geschwindigkeitsprofil und des Mittelwertes der LADCP Geschwindigkeitsprofile der beiden Stationen abgeschätzt werden. Dieses Verfahren leidet allerdings unter der unterschiedlichen räumlichen Auflösung der beiden Methoden, da das middle-

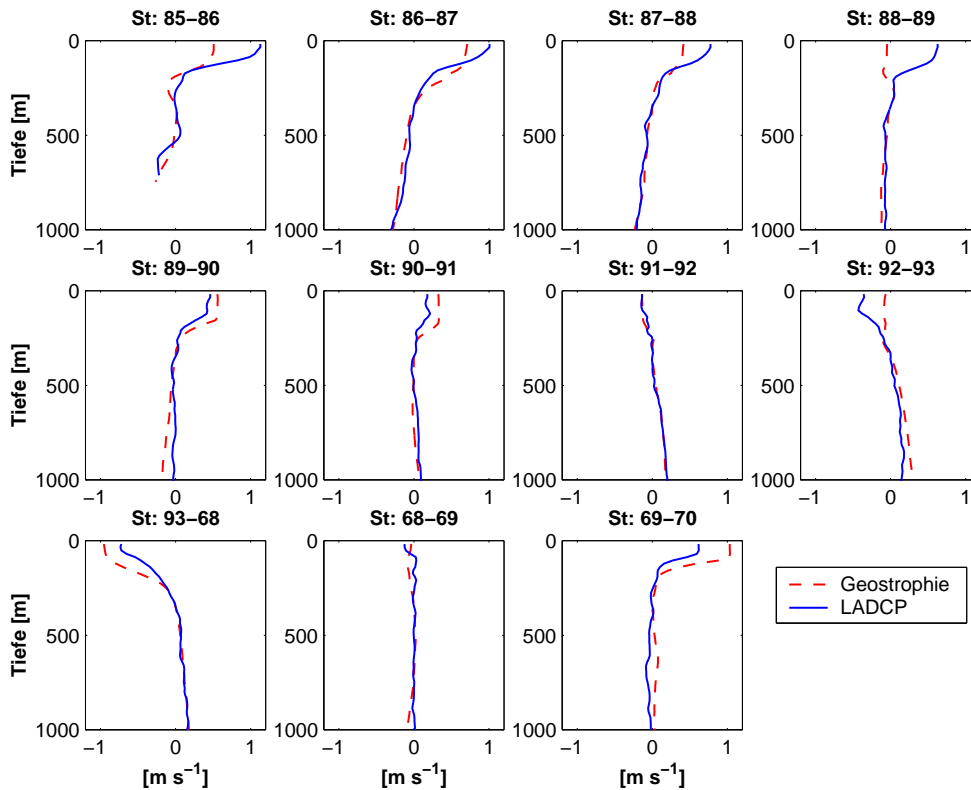


Abbildung 4.2: Vergleich der geostrophischen Geschwindigkeitsprofile zwischen zwei Stationen mit dem über beide Stationen gemittelten LADCP Profil. In der Darstellung wurden die Daten aus dem nördlichen Somalibecken der M32/6 Reise verwendet. Die Abweichungen in größeren Tiefen kommen durch Fehler der LADCP Profilmessungen zustande (siehe Abschnitt 4.5).

re LADCP Profil nur die mittlere ageostrophische Strömung an den beiden Stationen beschreibt. Weiterhin beinhalten die LADCP Profilmessungen einen hohen Fehler. Für eine integrale Beschreibung der oberflächennahen ageostrophischen Strömungen eignen sich speziell die Messungen des schiffseigenen ADCPs. Zum einen mißt das ADCP hochauflösend die Strömungen zwischen zwei Stationen und beschreibt daher, wie ein geostrophisches Geschwindigkeitsprofil, die mittlere Gesamtströmung zwischen beiden Stationen. Zum anderen haben die baroklinen Geschwindigkeitsprofile der ADCP Daten eine wesentlich höhere Genauigkeit als die der LADCP Profile.

Das hier bevorzugte Verfahren wurde wie folgt umgesetzt: die fünfminütigen Datensets der auf dem Schiff gemessenen ADCP Daten wurden zu jeweils halbstündigen Profilen zusammengefaßt und mit einem objektiven Verfahren auf äquidistante Abstände interpoliert. Für den Vergleich mit den geostrophischen Profilen wurden alle zwischen beiden Stationspositionen interpolierten ADCP Profile gemittelt und die entsprechenden Strömungskomponenten quer zum Schiffskurs bestimmt. Um die Genauigkeit der ADCP Daten zusätzlich zu erhöhen, wurden die relativen mittleren ADCP Geschwindigkeitsprofile an die geostrophischen Profile angepaßt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß tiefenunabhängige Fehler der ADCP Messungen, wie zum Beispiel verbleibende Fehler in der

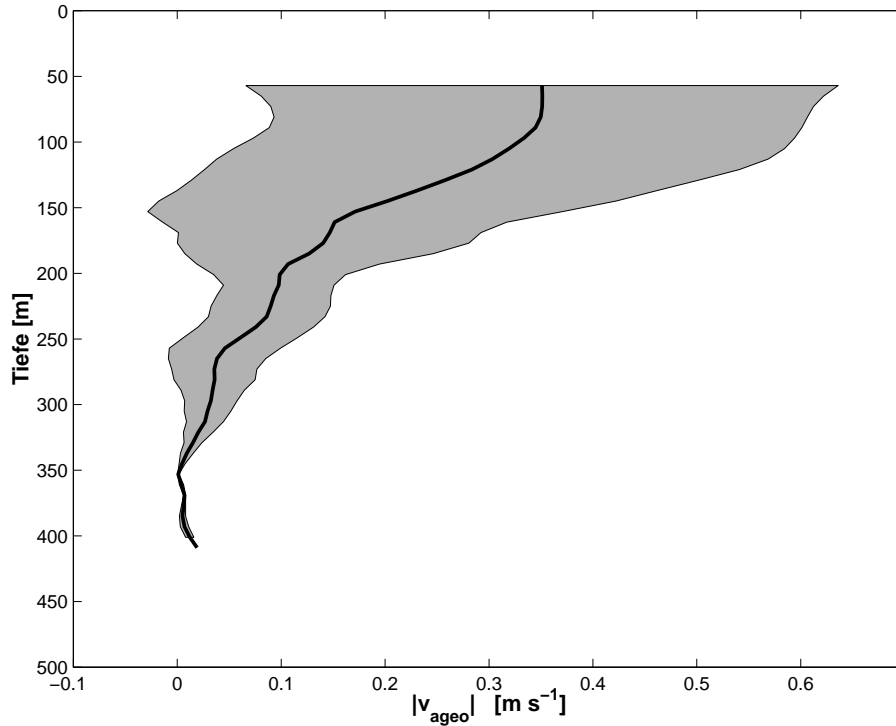


Abbildung 4.3: Mittlerer Absolutbetrag (durchgezogene Linie) und die Standardabweichung (grau schattiert) der ageostrophischen Geschwindigkeit im nördlichen Somalibecken während der M32/6 Reise.

Bestimmung des Schiffskurses und die barotropen Gezeitenströmungen dabei eliminiert werden. Als Referenztiefe wurde in den meisten Fällen eine Tiefe von 350 m gewählt, welche einen Kompromiß aus der größtmöglichen Tiefe und der Genauigkeit der ADCP Daten darstellt. Das schiffseigene ADCP auf den drei FS METEOR Reisen hatte in den meisten Abschnitten eine Meßtiefe deutlich tiefer als 400 m.

Der mittlere Betrag der ageostrophischen Geschwindigkeit im nördlichen Somali-becken während der M32/6 Reise ist in Abbildung 4.3 dargestellt. In der Darstellung wurden die oberen 50 m der Wassersäule nicht berücksichtigt, da diese vom LADCP nicht aufgelöst werden und daher auch bei der Bestimmung der barotropen Strömungskomponente nicht berücksichtigt werden. In einer Tiefe zwischen 50 m und 100 m liegt der Betrag der ageostrophischen Strömungskomponente im Mittel bei $0,3 \text{ m s}^{-1}$. Diese hohen Geschwindigkeiten kommen hauptsächlich durch zyklotrophische Strömungen im Bereich des Great Whirls zustande *Fischer et al.* (1996), der während der M32/6 Expedition im nördlichen Somalibecken voll ausgeprägt war. Die während M32/1 und M32/4 im gleichen Gebiet durchgeführten Messungen zeigten kleinere ageostrophische Strömungsanteile.

Trotz der hohen ageostrophischen Geschwindigkeiten sind die Beiträge zu der vertikal gemittelten Komponente klein. Der auf die gesamte Wassersäule bezogene mittlere Betrag der ageostrophischen Komponente $\overline{|v_{ageo}|}$ aus den in Abbildung 4.2 und 4.3 gezeigten Profilen wurde mit $0,0076 \text{ m s}^{-1}$ bestimmt. Dies ist dadurch bedingt, daß die ageostrophischen Geschwindigkeiten hohe Beträge nur in einem geringen Anteil in der Wassersäule besitzen. Weiter verringert wird der Einfluß der ageostrophischen Komponente durch die Tatsache, daß das LADCP die vertikal gemittelte Strömung nur in dem Tiefenintervall von 50 m bis zum Meeresboden bestimmen kann. Die höchsten ageostrophischen Strömungen treten dagegen in Tiefen oberhalb von 50 m auf.

Der Fehler der Berechnung des ageostrophischen Strömungsanteils läßt sich anhand der Genauigkeit der ADCP Daten abschätzen. Der Fehler der ADCP Daten ist für über längere Zeiträume gemittelte Strömungen kleiner als $0,03 \text{ m s}^{-1}$ (*Dengler*, 1996). Wird dieser Fehler auf das Tiefenintervall mit ausgeprägter ageostrophischer Strömung zwischen 50 m und 250 m bezogen, ergibt sich eine Fehlabschätzung der barotropen ageostrophischen Strömungskomponente (δ_{ageo}) von $0,0015 \text{ m s}^{-1}$ für Profiltiefen über 4000 m. Diese Abschätzung liegt etwas über dem zu erwartenden Fehler, da die Verringerung der Meßfehler der ADCP Geschwindigkeiten durch die vertikale Mittelung der Daten nicht berücksichtigt wurde.

4.4 Bestimmung der Gezeitenströmung

Die Gezeiten sind für diese Arbeit in zwei Hinsichten von Bedeutung. Zum einen ist die Kenntnis der barotropen Gezeitenströmung wichtig bei der Bestimmung der Referenzgeschwindigkeit für geostrophische Strömungen. Zum anderen lassen sich anhand der Amplitude der baroklinen Gezeitenströmung Aussagen über den Beitrag von Gezeitenenergie zur Dissipation im tiefen Ozean machen. Dieser Abschnitt behandelt die Methode zur Berechnung der Gezeiten. Die barotropen Gezeitenströmungen werden vorgestellt und mit einem globalen hydrodynamischen Gezeitenmodell verglichen. Dabei soll insbesondere geklärt werden, ob sich Modelle dazu verwenden lassen, barotrope Gezeitenströmungen aus Messungen zu eliminieren.

Die Gezeitenerscheinung der Ozeane läßt sich grundsätzlich als ein Zusammenspiel von äußeren Anregungen der Gestirne Mond und Sonne und der Resonanzeigenschaft der betrachteten Teile des Ozeans verstehen. Die harmonische Zerlegung des Gezeitenpotentials ist im Prinzip eine Aufspaltung der komplizierten Bewegungen des Mondes und der Sonne in mehrere Einzelbewegungen von Satelliten mit unterschiedlicher Masse, die die Erde in zum Äquator parallelen Bahnen umkreisen oder an fixen Positionen stehen.

4.4.1 Grundlagen

Die ersten hydrodynamischen Formulierungen des Gezeitenproblems wurden im 17. Jahrhundert von I. Newton durchgeführt. Eine Lösung des Problems wurde zuerst von *Laplace* (1775) beschrieben. Dabei konnte er zeigen, daß jede Partialtide des gezeitenerzeugenden Potentials eine Schwingung im Ozean mit gleicher Periode hervorruft. Im folgenden wird zum besseren Verständnis der Methode der Gezeitenanalyse eine Entwicklung des gezeitenerzeugenden Potentials dargelegt.

Die Gezeitenbewegungen im Ozean werden durch zeitliche Änderungen der Gravitationskräfte zwischen Erde und Mond und Erde und Sonne hervorgerufen. Der größte Teil der Anziehungskräfte der Gestirne wird durch die Zentrifugalkräfte kompensiert, die durch die Revolution des Erde-Mond-Systems, beziehungsweise des Erde-Sonne-Systems um den gemeinsamen Schwerpunkt hervorgerufen werden. Die verbleibenden Restkräfte werden als gezeitenerzeugende Kräfte bezeichnet. Für einen beliebigen Punkt P auf der Erdoberfläche läßt sich das Potential der gezeitenerzeugenden Kraft eines Gestirns bezogen auf den Erdmittelpunkt angeben.

$$\Phi_G(R, \vartheta) = -\gamma M_G \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} - \frac{R \cos \vartheta}{r^2} \right) \quad (4.3)$$

γ ist die Gravitationskonstante und M_G die Masse des Gestirns. Andere Bezeichnun-

gen in (4.3) können aus der Abbildung 4.4 entnommen werden.

Der Abstandvektor r_1 des Punktes P von dem Mittelpunkt des Gestirns kann durch die

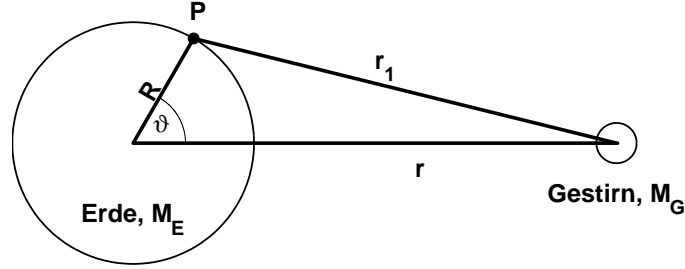


Abbildung 4.4: Darstellung der Variablen des Gezeitenpotentials aus (4.3).

geozentrische Breite φ , die Deklination der Bahn der Gestirns δ relativ zur Äquatorialebene und den Stundenwinkel τ (Abbildung 4.5) ausgedrückt werden. Das Gezeitenpotential ergibt sich dann zu

$$\Phi_G = \frac{\gamma M_G R^2}{4r^3} \{ (3\sin^2\varphi - 1)(3\sin^2\delta - 1) + 3\sin 2\varphi \sin 2\delta \cos\tau + 3\cos^2\varphi \cos^2\delta \cos 2\tau \} \quad (4.4)$$

Für die Erdgezeiten sind nur die Potentiale von Mond und Sonne wichtig, die sich additiv überlagern. Bei der Umformung von (4.3) nach (4.4) wurde eine Entwicklung nach zonalen Kugelfunktionen nach dem dritten Glied abgebrochen. Eine ausführliche Herleitung des Gezeitenpotentials ist z.B. bei *Bartels* (1957) zu finden. Sowohl der Stundenwinkel, als auch die Deklination und der Abstand des Erdmittelpunkts zum Gestirn in (4.4) sind zeitabhängig. Am schnellsten ändern sich τ_S (Umlauf ein Sonnentag) und τ_M (Umlauf ein Mondtag). Sie haben eine Periode von 24 Stunden, beziehungsweise 24 Stunden und 50,47 Minuten. Die Deklination des Mondes δ_M und des Abstands R_M des Mondes schwanken mit einer 27,3 Tage Periode, während δ_S und R_S mit einer Jahresperiode schwanken. An einem festen Ort repräsentiert demnach der erste Term in der geschweiften Klammer überwiegend die langperiodischen Gezeitenanteile, der zweite Term die ganztägigen oder diurnalen Gezeiten und der dritte Term wegen des Glieds $\cos 2\tau$ die halbtägigen oder semidiurnalen Gezeiten.

Harmonische Entwicklung des Gezeitenpotentials

In Gleichung (4.4) lassen sich zwar die wesentlichen Eigenschaften des Gezeitenpotentials erkennen, sie enthält jedoch mehrere zeitabhängige Terme wie δ und τ . Das Ziel der harmonischen Entwicklung ist die Darstellung des Gezeitenpotentials als Summe von Sinus- und Kosinusgliedern konstanter Amplitude und Frequenz der Form

$$H_n \cos(\sigma_n t - V_0) \quad (4.5)$$

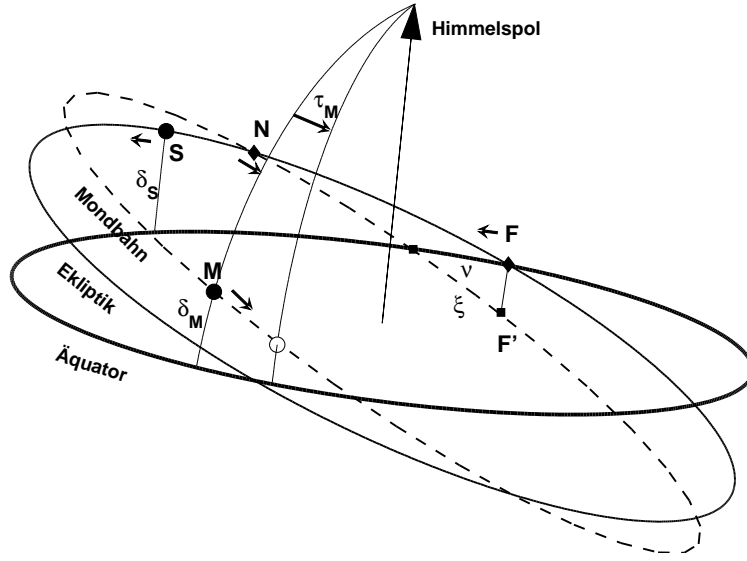


Abbildung 4.5: Darstellung der Sonnen- und Mondbahn. S ist die Sonne, M der Mond, F der Frühlingspunkt und N der Mondknoten. δ_S und δ_M sind die Deklinationen, τ_M der Stundenwinkel bezogen auf die Äquatorebene. Zur Beschreibung der Lage der Mondknoten relativ zur Ekliptik können die Winkel ν und ξ verwendet werden. Pfeile kennzeichnen die Bewegungsrichtung.

H_n ist die Amplitude, σ_n die Winkelgeschwindigkeit der Tide und V_0 das astronomische Argument, das auf den Meridian von Greenwich zum Zeitpunkt 0 bezogen ist und die Differenz zur Gleichgewichtszeit bei Greenwich beschreibt. Die Zeit t stellt hier konventionsgemäß die seit dem 1. Januar 1900 um Mitternacht verstrichene Zeit in Greenwich da.

Die Position der Sonne und des Mondes relativ zur Erde werden in der Himmelsmechanik relativ zur Ekliptik und den Entfernungen der Gestirne beschrieben. Diese Größen lassen sich durch unendliche Reihen der fünf zeitabhängigen Winkel s , h , p , N und p_s beschreiben. Die Bedeutung der Variablen ist in Tabelle (4.1) zusammengefaßt. Weiterhin dient die Abbildung 4.5 zur Verdeutlichung der Planetenbewegungen. Für eine vollständige Beschreibung der Lage der Gestirne wird noch der Stundenwinkel τ eines Gestirns benötigt, der aus den fünf astronomischen Variablen nicht ableitbar ist. *Doodson* (1921), der die bislang vollständigste harmonische Entwicklung des Potentials durchführte, verwendete zusätzlich noch die mittlere lokale Mondzeit τ_M .

$$\sum_{ABCDEF} k_{ABCDEF} G_A(\varphi) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (A\tau_M + B s + C h + D p + E N' + F p_s) \quad (4.6)$$

Die Laufzahlen A bis F sind ganze Zahlen, die nur selten den Betrag von 5 überschreiten. Jeder einzelne Term der Entwicklung stellt eine Partialtide dar. Der Koeffizient k be-

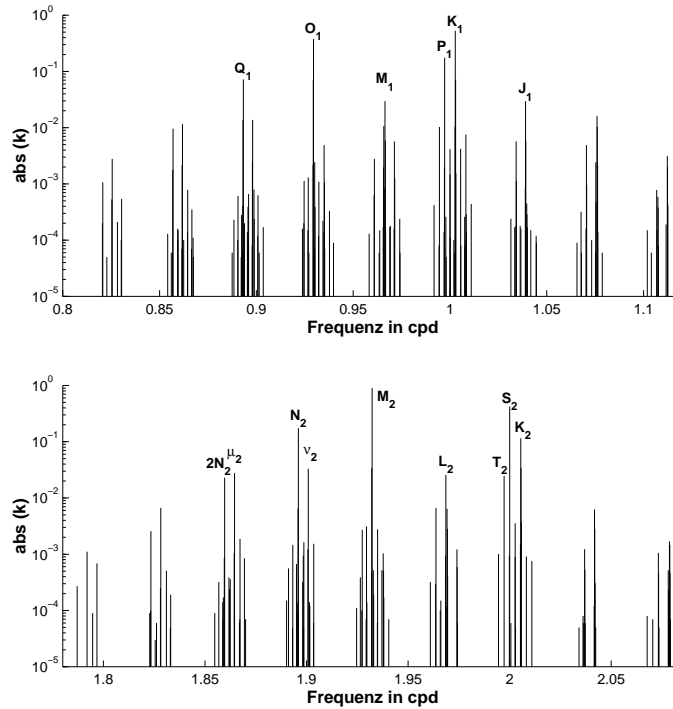


Abbildung 4.6: Koeffizienten der diurnalen (oben) und semidiurnalen (unten) Partialtiden. Die Werte stammen aus *Cartwright und Tayler (1973)*.

schreibt die maximale Amplitude der Partialtide, und die Geodätische Funktion $G_A(\varphi)$ beinhaltet die Breitenabhängigkeit. Die diurnalen und semidiurnalen Partialtiden mit einem Koeffizienten $k > 1 \times 10^{-5}$ sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

Alle Laufzahlen zusammen beschreiben die Argumentzahl der Tide, die zur Klassifikation dient. A nimmt nur Werte zwischen 0 und 2 an und wird als Index der Tide bezeichnet. A und B zusammen beschreiben die Gruppen der Tide, die als solche auch in Abbildung 4.6 zu erkennen sind. Unterschiedliche Gruppen lassen sich in Zeitserien mit

Tabelle 4.1: Mittlere Bahnelemente von Sonne und Mond in der harmonischen Entwicklung des Gezeitenpotentials. σ ist die Winkelgeschwindigkeit in Grad pro Sonnenstunde.

Winkel	Bedeutung	σ	Umlaufzeit
τ_M	Mondtag	14,4921	1,04 Tage
s	Länge des Mondes	0,5490	27,32 Tage
h	Länge der Sonne	0,0411	365,24 Tage
p	Länge der Mondperigäums	0,0046	8,85 Jahre
$N' = -N$	Länge des Knotens	0,0022	18,61 Jahre
p_s	Länge des Sonnenperigäums	2×10^{-6}	20942 Jahre

einer Länge von einem Monat getrennt auflösen. Die Laufzahlen A bis C klassifizieren die Stammtiden, die aus Messungen über einen Zeitraum von einem Jahr getrennt aufgelöst werden können.

Auf Grund der langsamen Rotation des Bahnknotens der Mondbahn (N) und des Mondperigäums (p) verändern sich die vom Mond hervorgerufenen Gezeiten. Um zum Beispiel die Tide mit der Argumentzahl 2000-10, die einen Koeffizienten von 0,034 aufweist, von der M_2 Tide getrennt auflösen zu können, müßte sich eine Analyse über einen Zeitraum von 19 Jahren erstrecken. Dies ist aber in der Praxis kaum durchführbar, da Daten über lange Zeiträume nur selten zur Verfügung stehen. Es ist daher zweckmäßig, die durch den Mondknoten und das Mondperigäum hervorgerufenen Schwankungen als eine Modulation der Stammtiden aufzufassen. Es können daher zwei neue Parameter, der Koeffizient f und der Winkel u eingeführt werden, die den Einfluß des Mondknotens und des Mondperigäums darstellen. Der Einfluß des Perigäums der Sonne kann aufgrund der langen Periode als konstant angenommen werden. Die harmonischen Terme lauten dann

$$f_n H_n \cos(\sigma_n t - (V_0 - u_n)) \quad (4.7)$$

f_n und u_n sind für die meisten Tiden nur von der Lage des Bahnknotens abhängig. Eine Ausnahme bilden die Tiden M_1 und L_2 , bei denen die Parameter zusätzlich stark von dem Mondperigäum p abhängig sind.

4.4.2 Harmonische Analyse von Strömungszeitserien

Die vorangegangenen Ausführungen beschreiben die äußere Anregung des Ozeans durch die Gestirne. Die im Ozean durch das gezeitenerzeugende Potential auftretenden Bewegungen gehorchen dagegen den hydrodynamischen Gleichungen und sind vorwiegend von der Gestalt des Meeresbodens und der Geometrie des betrachteten Meeresgebietes abhängig. In Analogie zur harmonischen Entwicklung lassen sich die Gezeitenbewegungen als die Summe von harmonischen Gliedern mit den aus dem Potential vorgegebenen Frequenzen aber lokal verschiedener Amplitude und Phase auffassen.

Der für diese Arbeit zur Verfügung stehende Datensatz beinhaltet insgesamt 18 Verankerungen, die jeweils mit mehreren Rotorströmungsmessern und akustischen Dopplerstromprofilern ausgestattet waren (siehe Abschnitt (3.2.2)). In der harmonischen Analyse von Strömungszeitserien wird jede Geschwindigkeitskomponente einzeln an die aus der Entwicklung des gezeitenerzeugenden Potentials gewonnenen Partialtiden analog zur Fourierentwicklung angepaßt:

$$u(t) = C_u + \sum_N f_n U_n \cos(\sigma_n t - g_{u_n} - (V_0 - u_n)) \quad (4.8)$$

$$v(t) = C_v + \sum_N f_n V_n \cos(\sigma_n t - g_{v_n} - (V_0 - u_n)) \quad (4.9)$$

V_0, u_n, f_n und σ_n sind die aus der Entwicklung des Gezeitenpotentials erhaltenen Parameter, C_u und C_v die nicht gezeitenbedingte Strömungsanteile. Für jede Partialtide erhält man aus der Fourierentwicklung zwei Amplituden U_n und V_n sowie zwei Phasen g_{u_n} und g_{v_n} , die jeweils die Phasendifferenz zu der entsprechenden Gleichgewichtspartialtide auf dem Meridian von Greenwich am 1.1.1900 um 0:00 beschreiben. Alle vier Parameter zusammen beschreiben die Stromellipse der Partialtide. Aus der Phasendifferenz zwischen der zonalen und meridionalen Komponente läßt sich die Drehrichtung der Stromellipse ermitteln.

$$\begin{aligned} 0 < g_{v_n} - g_{u_n} < \pi & \quad - \quad \text{zyklonale Rotation} \\ \pi < g_{v_n} - g_{u_n} < 2\pi & \quad - \quad \text{antizyklonale Rotation} \end{aligned}$$

Harmonische Analysen von Strömungszeitserien haben gezeigt, daß Partialtiden mit ähnlichen Winkelgeschwindigkeiten auch ähnlich geformte und orientierte Stromellipsen aufweisen (*Pugh*, 1987).

4.4.3 Barotrope und barokline Gezeitenströmungen

Ein Vorteil bei der Verwendung von Verankerungen zur Gezeitenanalyse liegt darin, daß die in mehreren Tiefen simultan gemessenen Strömungszeitserien eine Unterscheidung zwischen den barotropen und baroklinen Gezeitenströmungen ermöglichen. Während die barotropen Gezeitenströmungen als unabhängig von der Tiefe betrachtet werden können (z.B. *Weisberg et al.*, 1987), ist die Amplitudenverteilung der baroklinen Gezeiten mit der Tiefe beschrieben durch die Lösungen $F_m(z)$ der vertikalen Strukturgleichung interner Wellen.

$$F_m''(z) + \frac{N^2(z)}{c_m^2} F_m(z) = 0 \quad (4.10)$$

$N^2(z)$ ist die Brunt-Väisälä-Frequenz und c_m^2 sind die Eigenwerte. Die Lösungen $F_m(z)$ werden auch als vertikale Moden bezeichnet. Für die Berechnungen der vertikalen Moden wurde ein numerisches Modell verwendet, welches am Institut für Meereskunde Kiel entwickelt wurde und in *Dengler* (1995) beschrieben ist. Die lokale Brunt-Väisälä-Frequenz wurde aus den CTD Daten bestimmt, die in unmittelbarer Nähe zu den Verankerungen aufgenommen wurden. Die barotropen und baroklinen Anteile der Strömung einer Partialtide werden dann durch die Projektion der Fourierkoeffizienten der Partialtide aus den einzelnen Strömungszeitserien auf die Amplituden der vertikalen Moden bestimmt. Abbildung 4.7 zeigt beispielhaft die ersten drei Vertikalmoden und die Verankerungstiefen

von K16 aus dem Somalibecken.

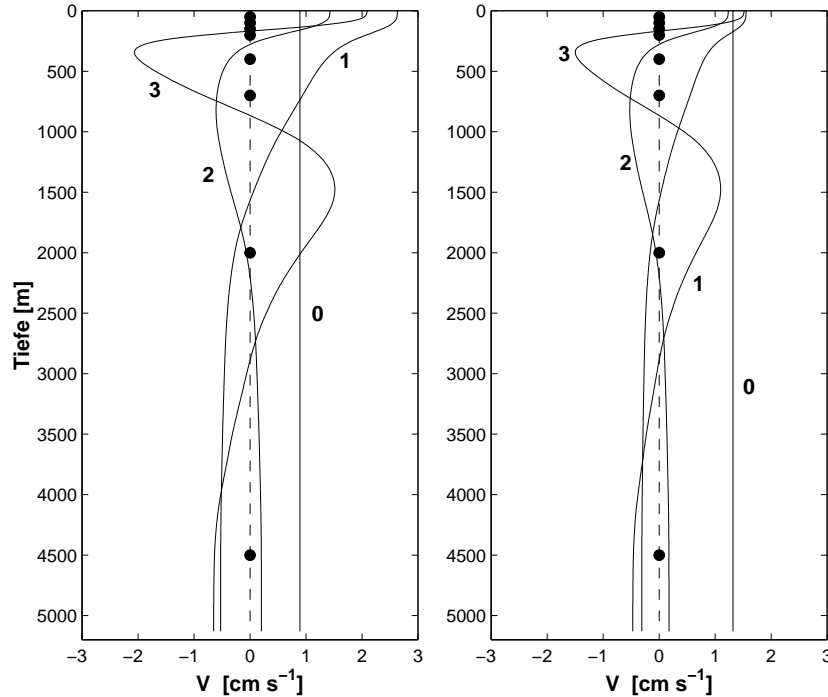


Abbildung 4.7: Maximale Amplitude der barotropen (0) und ersten drei baroklinen Moden (1-3) aus dem nördlichen Somalibecken. Die Punkte kennzeichnen die Tiefen der Strömungszeitserien von der Verankerung K16.

Werden nur Strömungsmessungen für die Analyse verwendet, gibt es zwei Möglichkeiten zur Anpassung der Fourierkoeffizienten an die Moden (*Schott, 1977*): in dem einen Verfahren werden die Fourierkoeffizienten aus dem gewählten Analysezeitraum mittels einer Minimierung der kleinsten Quadrate direkt an die Amplituden der Moden angepaßt. In dem zweiten Verfahren werden mit der Zeit variierende Moden für die Anpassung verwendet. Beide Verfahren gehen von unterschiedlichen Eigenschaften barokliner Gezeiten aus.

Das erstgenannte Verfahren beschreibt die Amplituden einer barokline Gezeit, die eine konstante Phasenbeziehung während des untersuchten Zeitraums besitzt. Dieses Verhalten von internen Gezeiten ist von *Dushaw et al. (1995)* mittels reziproker akustischer Tomographie beobachtet worden. *Ray und Mitchum (1996)* bestätigten ein räumlich konstantes Phasenverhalten der ersten und zweiten baroklinen Mode der M_2 und S_2 Tide anhand von Satellitendaten über einen Zeitraum von drei Jahren. Die Beobachtungen zeigten räumlich konstante Oberflächenauslenkungen von bis zu 5 cm, die von dem Hawaiirücken im Pazifik wegpropagieren. Mit dieser Methode berechnete barokline Gezeiten wurden zum Beispiel von *Meinke (1971)*, *Magaard und McKee (1973)* und

Weisberg et al. (1987) veröffentlicht.

Die zweite Anpassungsmöglichkeit beschreibt dagegen barokline Tiden mit zeitlich veränderlichen Phasen und Amplituden. Die Änderungen sind jedoch klein verglichen mit den Gezeitenperioden (*Siedler und Paul*, 1991). Dieses Verhalten entspricht der Vorstellung über interne Gezeiten als barokline lange Schwerewellen, die mit einer Phasengeschwindigkeit entsprechend ihrer vertikalen Mode vom Ort der Anregung wegpropagieren. Beobachtungen von *Wunsch* (1975); *Schott* (1977) und *Siedler und Paul* (1991) unterstützen diese Beschreibung.

In dieser Arbeit wird eine zeitlich konstante Anpassung der Fourierkoeffizienten zur Bestimmung der baroklinen Gezeiten verwendet. In Gebieten mit hoher zeitlicher Variabilität der baroklinen Gezeiten kann dies allerdings zu einer starken Unterschätzung ihrer Gezeitenamplitude führen (*Schott*, 1977). Die Ergebnisse der baroklinen Gezeitenanalyse werden zusammen mit den Untersuchungen zur vertikalen Vermischung in Abschnitt 7 vorgestellt.

4.4.4 Berechnung der Gezeitenströmungen aus den Verankerungsdaten

Die gesetzten Schwerpunkte für die Berechnung der Gezeitenströmung sind einerseits eine genaue Bestimmung der lokalen barotropen und baroklinen Gezeitenströmung möglichst vieler Partialtiden; andererseits sollen die Ergebnisse vergleichbar mit einem globalen hydrodynamischen Gezeitenmodell sein. Die Auflösung möglichst vieler Partialtiden ist durch die Meßgenauigkeit der Strömungszeitserien eingeschränkt. Ein weiteres einschränkendes Kriterium ist die in der Analyse verwendete Länge der Zeitserien. Um verschiedene Stammtiden auflösen zu können, werden Messungen über einen Zeitraum von einem Jahr benötigt. Für eine akkurate Beschreibung der baroklinen Gezeiten eignen sich dagegen möglichst kurze Zeitserien.

Methode zur Berechnung der Gezeitenströmungen

Der hier gewählte Kompromiß ist die Anwendung der harmonischen Gezeitenanalyse auf Strömungszeitserien mit einer Meßdauer von 29 Tagen. Zum einen wird dadurch die Auflösung von den verschiedenen Gruppen der Gezeiten ermöglicht, zum anderen können Veränderungen der baroklinen Gezeiten hinreichend beschrieben werden. Darüberhinaus lassen sich auch die Stromellipsen von schwächer ausgeprägten Partialtiden aus den Amplituden und Phasen von ausgeprägten Tiden ableiten (*Cartwright et al.*, 1988). Die Grundlage dafür bieten Ergebnisse von Beobachtungen, die zeigen, daß das Verhältnis der lokalen Amplituden und Phasen zu den aus dem Gezeitenpotential abgeleiteten Amplituden und Phasen bei in den Frequenzen kaum unterschiedlicher Tiden nahezu konstant ist (z.B. *Pugh*, 1987; *Godin*, 1972). Die Annahme ist durch die physikalische Intuition

natura non facit saltus motiviert und bringt zum Ausdruck, daß sich die Resonanzeigenschaften von Partialtiden mit kaum unterschiedlicher Frequenz nicht stark unterscheiden. Im Prinzip ist diese Voraussetzung schon bei der Einführung der Parameter zur Beschreibung der Modulation durch den Mondknoten und des Mondperigäums verwendet worden.

Tabelle 4.2: Die analysierte Tiden dieser Arbeit.

Tide	Beschreibung	abgeleitet aus	Frequenz		Argumentzahl					Koeffizient	
			f_n in cpd	τ_M	s	h	p	N'	p_s	$k_{ABCDEFGH}$	
Q_1	Ellipt. Tide	O_1	0,89324	1	-2	0	1	0	0	0,07217	
O_1	Haupt-Mondtide		0,92954	1	-1	0	0	0	0	0,37689	
M_1	Ellipt. Tide	O_1	0,96583	1	0	0	-1	0	0	0,01066	
			0,96614	1	0	0	0	0	0	0,00661	
			0,96645	1	0	0	1	0	0	0,02964	
P_1	Haupt-Sonnentide	K_1	0,99726	1	1	-2	0	0	0	0,17554	
K_1	Deklinationstide		1,00274	1	1	0	0	0	0	0,53009	
J_1	Ellipt. Tide	K_1, O_1	1,03903	1	2	0	-1	0	0	0,02964	
$2N_2$	Ellipt. Tide	N_2	1,85969	2	-2	0	2	0	0	0,02301	
μ_2	Gr. Variationstide	N_2	1,86455	2	-2	2	0	0	0	0,02777	
N_2	Gr. Ellipt. Tide		1,89598	2	-1	0	1	0	0	0,17387	
ν_2	Gr. Evекtionstide	N_2, M_2	1,90084	2	-1	2	-1	0	0	0,03303	
M_2	Haupt-Mondtide		1,93227	2	0	0	0	0	0	0,90812	
L_2	Kl. Ellipt. Tide	M_2, S_2	1,96857	2	1	0	-1	0	0	0,02567	
			1,96918	2	1	0	1	0	0	0,00643	
T_2	Gr. Ellipt. Tide	S_2	1,99726	2	2	-3	0	0	1	0,02479	
S_2	Haupt-Sonnentide		2,00000	2	2	-2	0	0	0	0,42286	
K_2	Deklinationstide	S_2	2,00548	2	2	0	0	0	0	0,11495	

Das für die Berechnung der Partialtiden verwendete Verfahren ist in Abbildung 4.8 zusammengefaßt. In der Analyse von 29 Tage Zeitserien werden die Partialtiden O_1 , K_1 , N_2 , M_2 und S_2 durch Fouriertransformation unabhängig voneinander aufgelöst. Diese fünf Partialtiden weisen in der harmonischen Entwicklung des Gezeitenpotentials den größten Koeffizienten auf. Aus den Amplituden und Phasen der fünf Gezeitengruppen werden dann, dem Gezeitenpotential entsprechend, die elf anderen Partialtiden aus Tabelle 4.4.4 abgeleitet. Hierbei wird auch die Lage des Mondknotens und des Mondperigäums berücksichtigt. Die ursprünglichen Amplituden und Phasen werden dabei um entsprechende Einflüsse verringert. Es folgt eine Rücktransformation der Amplituden und Phasen zu den Fourierkoeffizienten der fünf korrigierten Partialtiden. Nachdem alle Fourierkoeffizienten aus allen zur Verfügung stehenden Strömungsmessungen einer Verankerung bekannt sind, erfolgt die Anpassung der Partialtiden an die vertikalen Moden. Das gesamte Verfahren wird mit jeweils um 15 Tage verschobenen Zeitserien von 29 Tagen durchgeführt, da ei-

ne für die Fouriertransformation verwendete Fensterfunktion zu Datenverlusten führt. Teile dieses Verfahrens, insbesondere die Routine für die Berechnung des Astronomischen Arguments, sind von Dr. H. Mofjeld zur Verfügung gestellt worden. Weiterführende Berechnungen wurden anhand der in *Schureman* (1924) dargestellten Funktionen bestimmt.

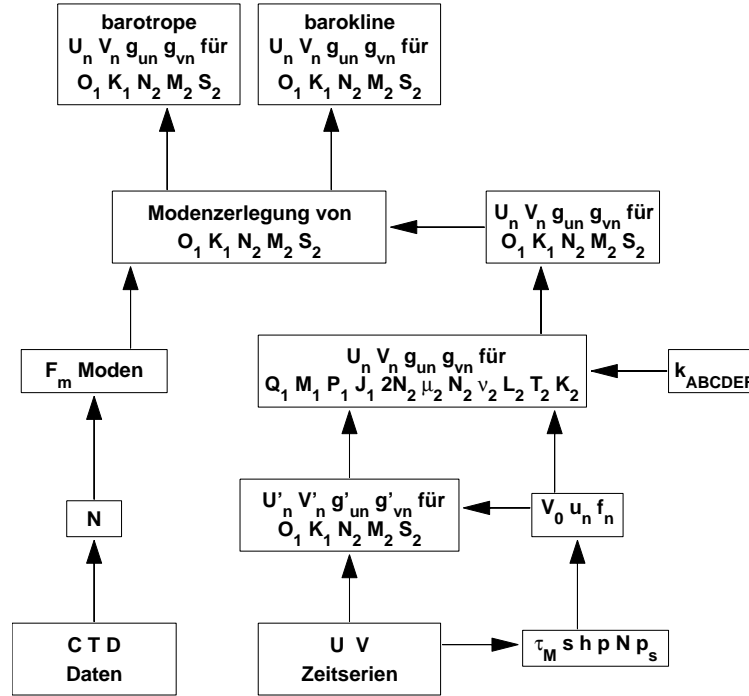


Abbildung 4.8: Schematische Darstellung zur Berechnung der Gezeitenströmungen aus den Verankerungen.

Bei der Verwendung von Zeitserien aus einem Verankerungszeitraum von einem Jahr führt die konsequente Anwendung dieses Verfahrens zu 23 unabhängigen Bestimmungen der vier Parameter jeder Partialtide. Für die Bestimmung der mittleren barotropen Gezeitenströmung wurden die einzelnen Ergebnisse nach Ausreißern untersucht und gegebenenfalls herausgenommen. Ein Mittelwert läßt sich dann durch die Mittelung der Fourierkoeffizienten bestimmen.

Fehlerabschätzung

Der Fehler bei der Bestimmung der barotropen Gezeitenströmungen sind hauptsächlich durch Ungenauigkeiten der Meßmethode von Strömungen beeinflusst. Der Fehler der Strömungsmessungen ist durch die Ansprunggeschwindigkeit der Rotorströmungsmesser und Unsicherheiten in der Zeitaufzeichnung bedingt. Weiterhin führt die Eigenbewegung

der Verankerungen durch Reibung der Gezeitenströmung zu einer Verringerung der Gezeitenamplitude.

Die Unsicherheit bei der Zeitaufzeichnung ist durch die Verwendung von relativ kurzen 29 Tage Segmenten der Zeitserien stark verringert. Die Differenz zwischen dem Aufzeichnungszeitraum der Rotorströmungsmesser und dem Verankerungszeitraum lag bei den meisten Geräten zwischen 10 und 20 Minuten und ist zu klein, um die Gezeitenbestimmung zu beeinflussen. Bei manchen Geräten traten jedoch größere Zeitfehler von bis zu acht Stunden auf. Dies führte zu einer signifikanten Verschiebung der Gezeitenfrequenzen in den Strömungszeitserien. Für die Berechnungen wurden daher nur Zeitserien berücksichtigt, deren Zeitfehler geringer als drei Stunden betrug.

Besonders bei in größeren Tiefen verankerten Geräten kann die Ansprunggeschwindigkeit der RCMs zu einer Verringerung der durch die Fouriertransformation erhaltenen Koeffizienten führen, da die Gezeitenströmungen meistens unterhalb von 2 cm s^{-1} liegen. Sind jedoch zusätzliche Strömungen vorhanden, entfällt dieser Meßfehler. Dieser Einfluß wurde durch die Eliminierung ungewöhnlich kleiner Gezeitenamplituden vor der Mittelung der Fourierkoeffizienten reduziert. Weiterhin wurde in Abschnitt 2.3.3 gezeigt, daß im Somalibecken auch in größeren Tiefen Strömungen durch Rossbywellen hervorgerufen werden, die die Ansprunggeschwindigkeit der RCMs übersteigen.

Die Eigenbewegung einer Verankerung kann in erster Näherung als ein am Meeresboden angeschlagenes starres Pendel betrachtet werden. Den Berechnungen von *Fofonoff* (1966) zur Folge haben die Eigenbewegungen viel kleinere Perioden als die der Gezeiten, wodurch eine Anregung der Eigenschwingung durch die Gezeiten möglich ist. Untersuchungen von *Siedler und Paul* (1991) zeigten allerdings, daß die relativen Geschwindigkeiten der Verankerungen in den Gezeitenperioden meistens in der Größenordnung von ein paar Prozent liegt. In Ausnahmefällen können die Relativgeschwindigkeiten jedoch bis zu 20% der beobachteten Gezeitenströmungen betragen.

Für die Vergleichbarkeit der Ergebnisse ist auch von Bedeutung, daß die Mittelung der Strömungen bei den Meßgeräten verschieden eingestellt ist. Die hier verwendeten verankerten RCMs zeichnen nicht die zu einem Zeitpunkt gemessene Strömung auf, sondern einen Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeiten über einen Zeitraum von zwei Stunden. Einige ältere RCMs, die keine digitale Datenspeicherung besitzen, wurden mit Mittelungsintervalle von drei Stunden voreingestellt, damit eine Datenaufzeichnung über den Meßzeitraum gewährleistet werden konnte. Diese wurden in der harmonischen Analyse aber nicht berücksichtigt. Die Strömungen der Gezeiten werden im Vergleich zu augenblicklich aufgezeichneten Strömungen durch die Mittelung über den Zeitraum von zwei Stunden mit geringeren Amplituden aufgezeichnet. Untersuchungen mit einem synthetischen Datensatz zeigten allerdings, daß durch die Mittelung der Strömungen die semidiurnalen Amplituden der Gezeiten nur um weniger als 5%, die diurnalen Amplitu-

den der Gezeiten nur um weniger als 1,5% unterschätzt werden. Bei hohen Amplituden der Gezeiten, wie zum Beispiel in der Passage von Sokotra, muß diese Unterschätzung berücksichtigt werden.

Insgesamt ist der Fehler der Gezeitenströmungen nicht exakt quantifizierbar. In der folgenden Darstellung der Ergebnisse wird sich jedoch zeigen, daß die Bestimmung von Gezeiten mit Amplituden kleiner als $0,2 \text{ cm s}^{-1}$ nicht auslösbar sind, welches ein Fehlerkriterium darstellt. Als ein statistisches Maß für die Unsicherheit der Bestimmung kann die sich aus den 23 Berechnungen ergebende Standardabweichung der Amplituden und Phasen beider Strömungskomponenten verwendet werden. Wird vorausgesetzt, daß die Abweichungen der Amplituden und Phasen von dem Mittelwert gaußverteilt sind, so läßt sich das 95% Konfidenzintervall des Mittelwertes anhand der t Verteilung bestimmen. Die im folgenden dargelegten Ergebnisse mit Konfidenzintervall beruhen auf dieser Abschätzung. Der Bestimmung des Konfidenzintervalls werden dabei 12 Freiheitsgrade zugrunde gelegt.

4.4.5 Gezeitenströmungen im Arabischen Meer und auf 80°Ost

Mit dem in den letzten Abschnitten vorgestellten Verfahren wurden die Gezeitenströmungen aus den Verankerungsfeldern ICM7 im Arabischen Meer und ICM8 südlich von Sri Lanka berechnet. Die Ergebnisse werden hier exemplarisch anhand der Partialtiden M_2 und der K_1 vorgestellt. Die Gezeitenstromellipsen aus dem Verankerungsfeld im nord-westlichen Somalibecken sind in Abbildung 4.9 dargestellt. Für die Verankerung K15 und K21 von ICM7 konnten keine stabilen Lösungen gefunden werden, da aus größeren Tiefen keine verwendbaren Strömungszeitserien zur Verfügung standen.

Entfernt vom Kontinentalabhang und der Sokotrapassage sind aufgrund des ebenen Meeresbodens fast identische Gezeitenströmungen zu erwarten. Die Gezeitenstromellipsen der M_2 und der K_1 in Abbildung 4.9 zeigen diese Übereinstimmung sowohl in der Amplitude als auch in der Orientierung der Ellipse. Für die M_2 Partialtide der Verankerungen K16 bis K20 beträgt die Standardabweichung der zonalen und meridionalen Amplituden $0,053 \text{ cm s}^{-1}$ beziehungsweise $0,045 \text{ cm s}^{-1}$. Die Standardabweichung der beiden Phasen ist jeweils geringer als 10° .

Für die K_1 Tide ist die Übereinstimmung in der Amplitude zwar von ähnlicher Größenordnung, die Phase der zonalen Gezeitenströmungen unterscheiden sich jedoch um teilweise 100° zwischen den einzelnen Berechnungen. Dieses Verhalten wurde bei allen Partialtiden mit Amplituden unter $0,2 \text{ cm s}^{-1}$ festgestellt und definiert damit eine Auflösungsgrenze des hier verwendeten Verfahrens von $0,2 \text{ cm s}^{-1}$.

Verglichen mit dem Koeffizienten aus der harmonischen Entwicklung sind die diurnalen Strömungen im Somalibecken um einen Faktor 2 bis 3 geringer ausgeprägt als die Strömungen der semidiurnalen Partialtiden (Tabelle 4.3). Die Gezeitenstromellipse der

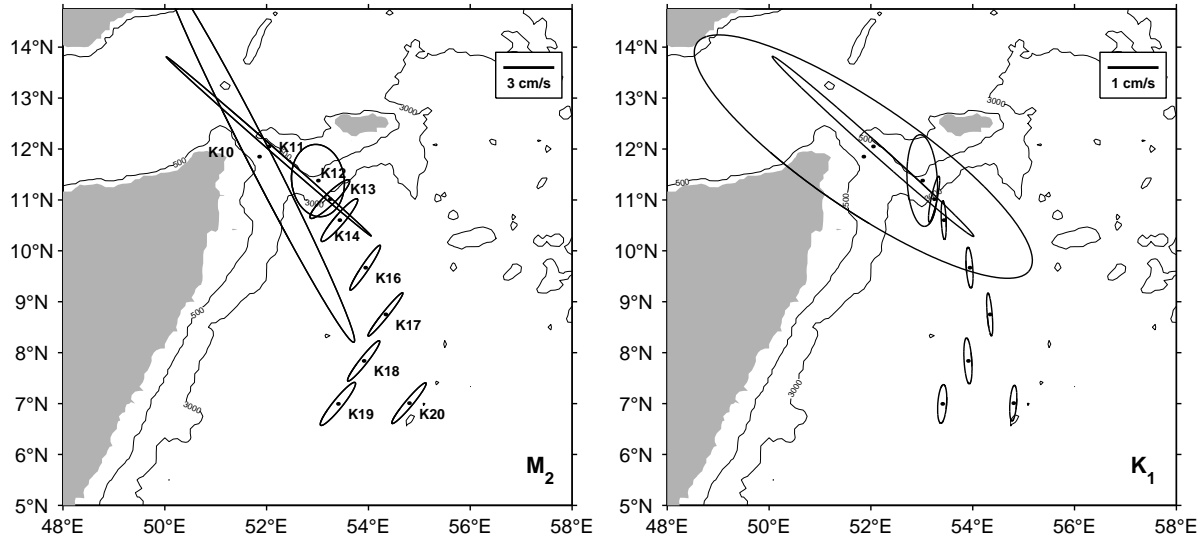


Abbildung 4.9: Gezeitenströmungen der Partialtiden M_2 (links) und K_1 (rechts) im Arabischen Meer.

O_1 weist die gleiche meridionale Orientierung wie die der K_1 auf, nur mit einer noch geringeren Amplitude. Die Orientierung der Ellipsen von N_2 und S_2 ist gleichgerichtet mit der M_2 Ellipse. Im Vergleich zu der astronomischen Anregung ist jedoch die N_2 Partialtide etwas stärker als die beiden anderen semidiurnalen Partialtiden ausgeprägt (Tabelle 4.3). Die Gezeitenellipsen aller Partialtiden drehen in antizyklonaler Richtung. In Abbildung 4.9 sind die starken Gezeitenströmungen in der nur 1000 m tiefen Sokotrapassage am auffälligsten. Die maximale Amplitude der M_2 Gezeit liegen hier über 12 cm s^{-1} , die der S_2 bei 5 cm s^{-1} . Die hohen Strömungsgeschwindigkeiten sind auf eine Resonanzeigenschaft der Passage zurückzuführen.

Südlich von Sri Lanka zeigt sich eine ähnlich gute Übereinstimmung der völlig unabhängig voneinander gewonnenen Messungen der Gezeitenströmungen aus den verschiedenen Verankerungen (Abbildung 4.10). Besonders auffällig ist dies bei den drei äquato-

Tabelle 4.3: Vergleich des Verhältnisses der maximalen Gezeitenströmungen (U_{\max}) der Partialtiden im nordwestlichen Somalibecken (K14-K20) und auf 80° Ost (K6-K9) mit den Koeffizienten (k) der harmonischen Entwicklung.

Partialtide	Somalibecken					bei 80° Ost				
	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2	O_1	K_1	N_2	M_2	S_2
U_{\max} in cm s^{-1}	0,21	0,40	0,42	1,56	0,71	0,40	0,83	0,29	1,17	0,65
$U_{\max}/U_{\max M_2}$	0,13	0,26	0,26	1	0,46	0,34	0,71	0,25	1	0,55
k/k_{M_2}	0,41	0,58	0,19	1	0,47	0,41	0,58	0,19	1	0,47

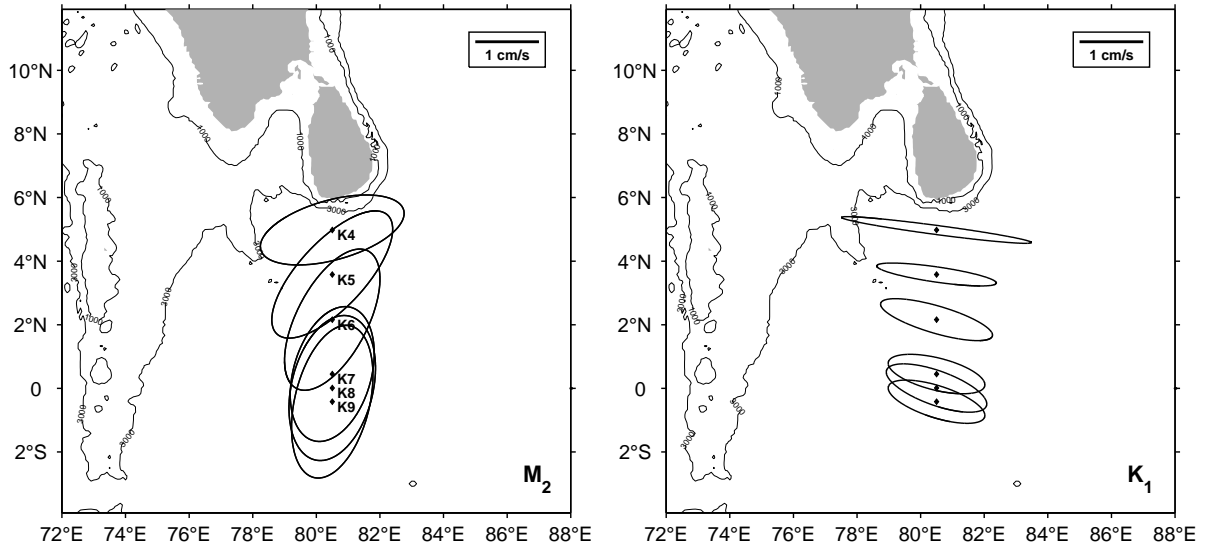


Abbildung 4.10: Gezeitenströmungen der Partialtiden M_2 (links) und K_1 (rechts) südlich von Sri Lanka.

rialen Verankerungen K7 bis K9, die insgesamt weniger als 150 km von einander entfernt ausgelegt waren. Der Einfluß der Küste sorgt bei den diurnalen Gezeiten für eine Verringerung der meridionalen Strömungskomponente (Abbildung 4.10). Die Drehrichtung von O_1 und K_1 ist zyklonal. Die Gezeitenströmungen der semidiurnalen Partialtiden ist am Äquator überwiegend meridional. In der Nähe des Kontinentalabhanges überwiegt dagegen die zonale Komponente. Die Stromellipsen sind im Vergleich zu denen des Somalibeckens stark aufgeweitet und drehen in zyklonaler Richtung.

4.4.6 Vergleich der Ergebnisse mit einem globalen hydrodynamischen Gezeitenmodell

Die Verwendung der in diesem Kapitel vorgestellten Methode zur Referenzierung der geostrophischen Geschwindigkeit setzt die Kenntnis der barotropen Gezeitenströmung voraus. Von besonderem Interesse für eine universelle Anwendbarkeit ist daher die Frage, ob globale hydrodynamische Gezeitenmodelle die barotropen Gezeitenströmung mit hinreichender Genauigkeit wiedergeben, so daß diese direkt zur Referenzierung verwendet werden können.

Die Verfügbarkeit von Altimeterdaten aus Beobachtungen der TOPEX/POSEIDON und ERS1 Satelliten führte in den letzten Jahren zu einer erheblichen Verbesserung der Genauigkeit von globalen hydrodynamischen Gezeitenmodellen (e.g. *Le Provost et al.*, 1995; *Shum et al.*, 1997). Die höhere Genauigkeit wird durch die Assimilation von Beobachtungsdaten erreicht. Die Assimilation ist ein Inversverfahren, mit dem die angenommenen hydrodynamischen Gleichungen und qualitativ hochwertige Daten aneinan-

der angepaßt werden. Eines der ersten assimilierenden globalen Gezeitenmodelle, welches Daten aus 55 Wasserstandsmessungen und 15 Auflaststationen verwendete, wurde von *Zahel* (1991) entwickelt.

Neuere hydrodynamische Gezeitenmodelle assimilieren aus TOPEX/POSEIDON Daten gewonnene Verteilungen der Oberflächenauslenkungen verschiedener Partialtiden. In Bewertungsstudien über die Genauigkeit der globalen Gezeitenmodellen trat unter anderem das Grenobler Modell FES95.2.1 heraus (e.g. *Shum et al.*, 1997; *Smith und Andersen*, 1997). Das Modell basiert auf Finiten Elementen und berechnet die direkte Lösung von den sechs assimilierten Partialtiden M_2 , S_2 , N_2 , K_1 , O_1 und Q_1 . Die Partialtiden K_2 und $2N_2$ werden modelliert aber nicht assimiliert. Weitere 19 Partialtiden werden durch Interpolation abgeleitet, wobei ein Verfahren analog zu dem in Abschnitt 4.4.4 beschriebenen verwendet wird. Detaillierte Beschreibungen des Modells können in *Le Provost et al.* (1998) und *Le Provost et al.* (1994) gefunden werden. Die in dieser Arbeit verwendeten Modelldaten basieren auf einen Modellauf mit $1/3^\circ$ Auflösung. Der Datensatz wurde von Florent Lyard vom Laboratoire d'Etudes en Geophysique et Oceanographie Spatiales, Toulouse, zur Verfügung gestellt.

Die Modellgezeitenströmungen sind durch harmonische Konstanten ausgedrückt, wobei die Phasen, wie in Abschnitt 4.4.2 beschrieben, auf die Gleichgewichtspartialtide des Greenwich Meridians am 1.1.1900 um 00:00 Uhr bezogen sind. Die Modelldaten können daher direkt mit den Ergebnissen der harmonischen Analyse aus den Verankerungen verglichen werden. Es werden zwei Vergleiche vorgestellt. Zuerst werden die beiden Datensätze an den Verankerungspositionen lokal verglichen. Ein zweiter Vergleich betrachtet die Varianzreduktion der Strömungszeitserien durch die jeweiligen Gezeitenströmungen.

Generell läßt sich eine Übereinstimmung der harmonischen Konstanten des Gezeitenmodells und der Berechnungen aus den Verankerungen feststellen. Allerdings werden auch lokale Unterschiede, besonders in der Amplitude der Partialtiden, in den beiden Verankerungsregionen deutlich. Abbildung 4.11 zeigt exemplarisch die Amplituden und Phasen der zonalen M_2 Strömung und der meridionalen K_1 Strömung der Modellberechnung und der harmonischen Analyse an den Verankerungspositionen. Entfernt von der Küste im nördlichen Somalibecken (K14 bis K20) sind beide Modellamplituden systematisch höher als die aus den Zeitserien berechneten Amplituden. Eine gute Übereinstimmung der Amplituden beider Berechnungsmethoden findet man dagegen bei den Verankerungen K5 bis K9 südlich von Sri Lanka. Ähnliche Differenzen zeigen auch die beiden Phasenbestimmungen. Die Phase der M_2 Tide des Gezeitenmodells ist nur im Somalibecken gegenüber den aus den Verankerungen berechneten Werten systematisch erhöht. Die meridionale K_1 Phase beider Methoden stimmt dagegen sowohl im Somalibecken als auch südlich von Sri Lanka gut überein. Auf dem Schelf und in der Sokotrapassage (K10 und K12) stimmen die harmonischen Konstanten der M_2 gut mit den Modellergebnissen überein.

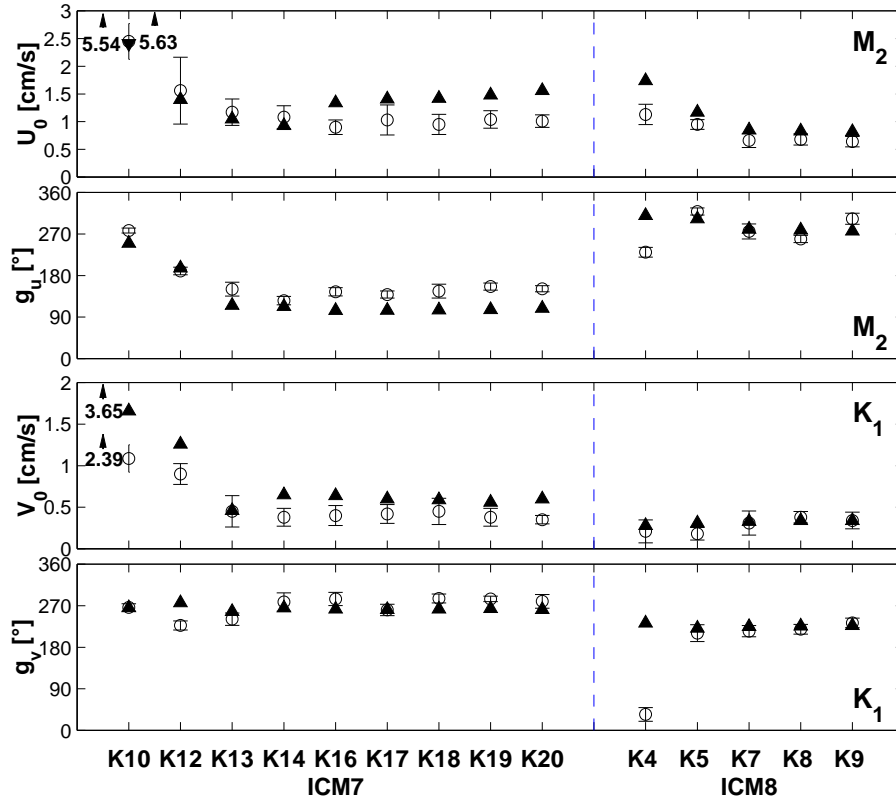


Abbildung 4.11: Darstellung der Amplituden und Phasen der Modellgezeiten (schwarze Dreiecke) und der harmonischen Analyse (Kreise mit 95% Konfidenzintervall) an den verschiedenen Verankerungspositionen. Die oberen beiden Graphiken zeigen die zonale Komponente der M_2 , die unteren beiden die meridionale Komponente der K_1 .

Die Amplitude der meridionalen K_1 Strömungen wird dagegen vom Gezeitenmodell stark überschätzt.

Aufgrund der regionalen Unterschiede zwischen den Modellergebnissen und den aus den Verankerungen berechneten harmonischen Konstanten kann ein Vergleich der beiden Methoden auf drei Gebiete, der Sokotrapassage, dem Somalibecken und südlich von Sri Lanka beschränkt werden. Tabelle 4.4 zeigt die Differenzen der Modellgezeitenströmungen zu den harmonischen Konstanten aus den Verankerungen für die drei Gebiete. Außer in der Sokotrapassage sind die Gezeitenströmungen des Modells für alle Partialtiden höher als die aus den Verankerungen berechneten Amplituden. Am größten sind die Unterschiede bei der M_2 Gezeit im Somalibecken, die dort vom Modell über $0,8 \text{ cm s}^{-1}$ höher berechnet wird. Südlich von Sri Lanka stimmen die Gezeitenamplituden beider Methoden am besten überein, die Modellgezeiten sind aber durchschnittlich um 20% höher als die aus den Messungen bestimmten Amplituden. In der Sokotrapassage sind die Gezeitenströmungen des Modells geringer als die aus den Messungen bestimmten Strömungen.

Tabelle 4.4: Absolute und relative Differenzen der Modellgezeitenströmungen zu den aus Verankerungen berechneten Gezeitenströmungen. Die in Klammern dargestellten relativen Amplitudendifferenzen beziehen sich auf die Werte aus den Verankerungen.

Gebiet	Tide	ΔU_0 [cm s ⁻¹]	Δg_u [°]	ΔV_0 [cm s ⁻¹]	Δg_v [°]
Sokotra- passage (K10)	O_1	-0,71 (0,44)	-25,5	0,11 (0,07)	-25,3
	K_1	-1,11 (0,33)	-42,4	1,26 (0,52)	-0,6
	N_2	0,22 (0,13)	-42,4	0,76 (0,20)	-43,9
	M_2	-0,09 (0,02)	-27,8	-1,24 (0,11)	-27,6
	S_2	-1,05 (0,44)	-53,0	-2,17 (0,51)	-50,0
Somali- becken (K14-K20)	O_1	-0,02 (0,41)	-15,1	0,05 (0,27)	-2,8
	K_1	-0,00 (0,24)	-27,9	0,21 (0,53)	-15,9
	N_2	0,04 (0,14)	-49,9	0,36 (1,04)	-52,7
	M_2	0,36 (0,35)	-36,7	0,86 (0,68)	-40,2
	S_2	0,06 (0,12)	-31,6	-0,05 (0,09)	-44,7
südlich Sri Lanka (K5-K9)	O_1	0,16 (0,38)	9,9	0,03 (0,25)	21,45
	K_1	0,20 (0,25)	-6,9	0,03 (0,02)	5,5
	N_2	0,02 (0,15)	-36,1	0,01 (0,03)	19,7
	M_2	0,18 (0,25)	-4,5	0,32 (0,29)	5,2
	S_2	0,04 (0,10)	-41,5	0,24 (0,46)	-34,0

Die größten Unterschiede zeigen hier die Amplituden der S_2 Gezeit. Das Modell zeigt jedoch die in 4.4.5 beschrieben hohen Gezeitenströmungen in der Passage. Die relative Abweichung der stark ausgeprägten M_2 Partialtide liegt unter 10%.

Die Phasenwerte aller Partialtiden des Modells weisen sowohl in der Sokotrapassage als auch im Somalibecken kleinere Beträge als die aus den Messungen bestimmten Werte auf. Für die semidiurnalen Partialtiden liegt die Differenz bei 40°, für die diurnalen Partialtiden bei ca. 30°. Südlich von Sri Lanka stimmen dagegen die Modellphasen bis auf die der S_2 Partialtide gut mit den aus den Beobachtungen abgeleiteten Werten überein.

Als ein Maß für die Verwendbarkeit der Modelldaten zur Eliminierung der beobachteten Gezeitenströmung kann die Reduktion der gezeitenbedingten Variabilität in den Verankerungszeitserien verwendet werden. Hierfür wurden die Gezeitenströmungen der fünf Partialtiden des Modells und der harmonischen Konstanten für die Verankerungszeiträume berechnet und von den Zeitserien abgezogen. Die diurnale und semidiurnale Varianz wurde durch Fouriertransformation der 29 Tage Zeitserien bestimmt und stellt die mittlere spektrale Energie in den Frequenzbereichen zwischen 0,82 cpd und 1,11 cpd und zwischen 1,786 cpd und 2,08 cpd dar. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Sowohl in der Sokotrapassage als auch im Somalibecken ergibt sich nach Abzug der Modellgezeiten nur eine geringfügige Verringerung der gezeitenbedingten Varianz in den Zeitserien. Die meridionale halbtägige Varianz im Somalibecken weist sogar größere Werte

Tabelle 4.5: Varianz der Zeitserien (in cm^2s^{-2}) im Frequenzbereich zwischen 0,82 cpd und 1,11 cpd (diurnal) sowie zwischen 1,786 cpd und 2,08 cpd (semidiurnal) nach Abzug der Modellgezeitenströmung und der berechneten Gezeitenströmung für die verschiedenen Gebiete. Die Modellgezeitenströmung wurde zur besseren Übereinstimmung mit den Rotorströmungsmessungen über zwei Stunden gemittelt.

Gebiet	Frequenzband	U V	Varianz der Zeitserien	Varianz nach Gezeiten- korrektur	Varianz nach Modell- korrektur
Sokotra Passage (K10)	diurnal	U	13,67	5,34	10,87
		V	4,85	2,60	4,55
	semidiurnal	U	40,99	20,35	41,10
		V	184,51	14,83	59,65
Somali- becken (K14-K20)	diurnal	U	0,44	0,42	0,41
		V	0,58	0,47	0,51
	semidiurnal	U	3,74	2,21	3,16
		V	4,36	2,43	6,06
südlich Sri Lanka (K5-K9)	diurnal	U	0,76	0,35	0,41
		V	0,41	0,33	0,32
	semidiurnal	U	1,94	1,10	1,13
		V	2,48	0,84	1,19

nach der Eliminierung auf. Die aus den harmonischen Konstanten bestimmten Gezeitenströmungen reduzieren die gezeitenbedingten Varianzen um ca. 50%. Die verbleibende Varianz wird durch interne Wellen und barokline Gezeiten hervorgerufen. Südlich von Sri Lanka zeigt sich dagegen auch durch die Modellgezeiten eine starke Verringerung der diurnalen und semidiurnalen Variabilität. Hier ist die verbleibende Varianz nach Abzug der aus den harmonischen Konstanten berechneten Gezeitenströmung nur geringfügig kleiner.

Zusammenfassend gibt es zwischen den verschiedenen Partialtiden des globalen hydrodynamischen Gezeitenmodells und der aus den Verankerungen bestimmten harmonischen Konstanten der Partialtiden lokal große Unterschiede. Während südlich von Sri Lanka eine gute Übereinstimmung der Amplituden und Phasen gefunden wurde, ergaben sich für das Somalibecken größere Unterschiede der Modellergebnisse zu den harmonischen Konstanten. Die Frage nach der Verwendbarkeit von Modelldaten zur Eliminierung der Gezeitenströmung muß daher lokal beantwortet werden. Südlich von Sri Lanka erfaßt das Modell mehr als 80% der barotropen gezeitenbedingten Varianz in den Strömungszeitserien der Verankerungen. Das Modell erweist sich hier als nützlich für die Eliminierung der Gezeiten. Im Somalibecken und in der Sokotrapassage kann das Modell nicht ohne Korrekturen zur Filterung von Gezeitenströmungen verwendet werden.

4.5 Vergleich der direkten Strömungsmessungen

Die direkten Strömungsmessungen werden in dieser Arbeit zusätzlich zu der Referenzierung von geostrophischen Strömungen in einer Reihe von anderen Untersuchungen verwendet. Sie werden beispielsweise für Strömungsbestimmungen und Transportabschätzungen in Gebieten benutzt, in denen die geostrophische Methode nicht anwendbar ist, wie in den äquatorialen Bereichen. Anhand der direkten Strömungsmessungen lassen sich Aussagen über das interne Wellenfeld und die Verteilung der Dissipation im Ozean machen. In diesem Abschnitt wird daher nicht nur der systematische Fehler der LADCP Daten bestimmt, sondern auch die Genauigkeit der verschiedenen direkten Geschwindigkeitsbestimmungen untersucht.

In der vorangegangenen Beschreibung der Datengrundlage ist die Vielzahl der Meßinstrumente und die räumliche Überschneidung der Meßstationen deutlich geworden. Ein Vergleich der direkten Strömungsdaten wird durch fast simultan durchgeführte Messungen erleichtert. Die Pegasus Sonde wurde auf den FS METEOR Fahrten immer kurz vor der Rosette ausgesetzt, wodurch sich fast identische Meßzeiten für die LADCP und Pegasusprofile ergaben. Im Arabischen Meer wurden außerdem in unmittelbarer Nähe der Verankerungen LADCP Profile aufgenommen. Einige Transponderpositionen südlich von Sri Lanka hatten sehr geringe Abstände zu den Verankerungen, wodurch auch Vergleiche zwischen Pegasusmessungen und Rotorströmungsmessungen ermöglicht wurden.

4.5.1 Abschätzung des Fehlers der Pegasusmessungen

In der Datenbeschreibung in Kapitel 3 wurde erwähnt, daß der Meßfehler der Rotorströmungsmessungen für Geschwindigkeiten im Bereich von $0,02 \text{ ms}^{-1}$ - $0,5 \text{ ms}^{-1}$ bei $0,01 \text{ ms}^{-1}$ liegt. Diese Genauigkeit wird von keiner der anderen direkten Strömungsmessungen erreicht. Die RCM Geschwindigkeiten werden daher nachfolgend als Vergleichsmessung für die anderen Datensätze verwendet.

Nützlich für den Vergleich der *in-situ* Messungen ist weiterhin die Kenntnis der kurzperiodischen und kleinskaligen natürlichen Variabilität im Ozean, die von den internen Wellen hervorgerufen wird. Abbildung 4.12 zeigt beispielhaft die Zunahme der Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Rotorströmungsmessungen und in gleicher Tiefe aufgenommene Pegasusdaten mit dem horizontalen Meßabstand und der zeitlichen Differenz der beiden Messungen. Für die Darstellung wurde die Meßzeit der Pegasussonde über die Absinkgeschwindigkeit und Aufstiegs geschwindigkeit berechnet und mit dem entsprechenden Wert der in der Nähe verankerten RCM verglichen. Für die Geschwindigkeitsvergleiche wurden Zeitserien von Rotorströmungsmessern aus den Verankerungen K4, K7 und K8 südlich von Sri Lanka und aus K20 vom Arabischen Meer herangezogen. Die Streuung der Geschwindigkeitsdifferenzen ist bei einem horizontalen Meßabstand von kleiner als

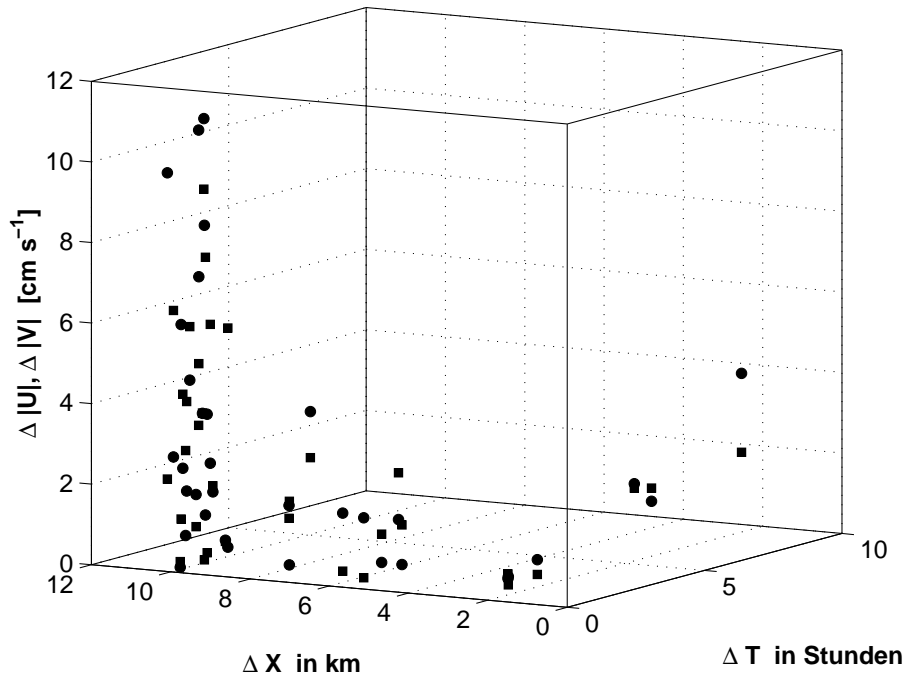


Abbildung 4.12: Zonale (Punkte) und meridionale (Rechtecke) Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen verankerten Rotorströmungsmessungen und Pegasusmessungen aus gleicher Tiefe gegen den zeitlichen und horizontalen Meßabstand.

7 km noch gering, nimmt aber bei größeren Meßabständen zu.

Dieses Verhalten steht im Einklang mit Ergebnissen von *Sanford* (1991). Anhand simultan aufgenommenener Stromprofile zeigte er, daß bei Betrachtung der gesamten Wassersäule dem internen Wellenfeld eine horizontale Korrelationslänge von 15 km bis 20 km zuzuschreiben ist. Die Varianz der Geschwindigkeitsdifferenzen und die Varianz des lokalen internen Wellenfeldes waren bei einem Meßabstand von 6,7 km von gleicher Größenordnung. Meßabstände zwischen 7 km und 15 km führten jedoch aufgrund negativ korrelierter interner Wellen zu größeren kinetischen Energien. Die Gezeiten haben im Gegensatz zu den internen Wellen große Korrelationslängen und tragen hier nicht zur Variabilität bei.

Der Beitrag der zeitliche Variabilität von internen Wellen und den Gezeiten kann durch die Geschwindigkeitszeitserien der RCM quantifiziert werden. Abbildung 4.13 zeigt die Zunahme der Standardabweichung der Strömungsdifferenzen bei verschiedenen zeitlichen Meßabständen. Hier ist allerdings zu beachten, daß der Meßfehler der Rotorströmungsmessungen zusätzlich zu den Geschwindigkeitsdifferenzen beiträgt. Weiterhin handelt es sich bei den RCM Geschwindigkeiten um über zwei Stunden gemittelte Werte; die kleinste Periode, die interne Wellen annehmen können, liegt dagegen bei einer halben Stunde. Mit Hilfe des internen Wellenmodells von *Garrett und Munk* (1975) läßt sich

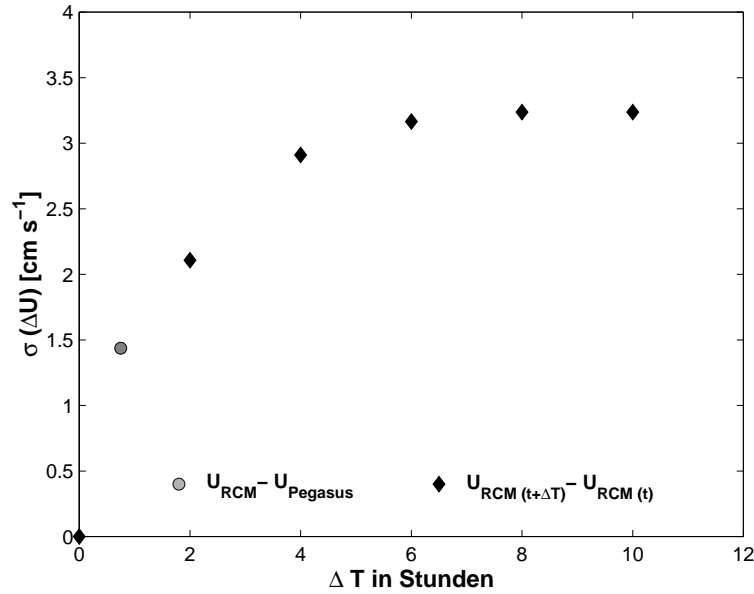


Abbildung 4.13: Standardabweichung der Geschwindigkeitsdifferenzen bei verschiedenem zeitlichen Meßabstand der Rotorströmungsmessungen (schwarze Karos) und die Standardabweichung der Strömungsdifferenzen von an gleicher Position und Tiefe durchgeführten RCM und Pegasusmessungen (grauer Punkt).

jedoch zeigen, daß interne Wellen mit Perioden kleiner als zwei Stunden weniger als ein Viertel zu der durch interne Wellen hervorgerufenen Gesamtvariabilität beitragen.

Um zu verhindern, daß die Vergleiche der Meßinstrumente durch negativ korrelierte interne Wellen verschlechtert werden, beschränkten sich nachfolgende Untersuchungen auf horizontale Meßabstände von weniger als 7 km. Weiterhin wurden nur Wertepaare verwendet, deren Meßzeit nicht mehr als zwei Stunden auseinander lagen. In Abbildung 4.13 ist zusätzlich zu der Standardabweichung der RCM Zeitserien die mittlere zeitliche Differenz der Pegasusprofilmessungen und verankerte Rotorströmungsmessungen gegen die Varianz der horizontalen Geschwindigkeitsdifferenzen der beiden Messungen dargestellt. Insgesamt zehn Vergleichsmessungen jeder Strömungskomponente erfüllten die oben erwähnten Kriterien. Wegen der Anspruchsgeschwindigkeit der Rotorströmungsmesser wurden nur RCM Geschwindigkeiten verwendet, die Beträge über $0,02 \text{ m s}^{-1}$ aufwiesen.

Die Standardabweichung der Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen den Pegasusmessungen und den RCM Vergleichsmessungen ist geringer als die Standardabweichung der im Abstand von zwei Stunden gemessenen Geschwindigkeiten aus den im Vergleich verwendeten Zeitserien (Abbildung 4.13). Die Meßgenauigkeit des Pegasus Systems ist demnach nicht von der mit Rotorströmungsmessungen bestimmten natürlichen Variabilität im Ozean zu unterscheiden. Es konnte auch keine systematische Abweichung zwischen

beiden Meßmethoden festgestellt werden. Die Standardabweichung der beiden Bestimmungen, die gleichzeitig die oberste Fehlerschranke darstellt, beträgt $0,015 \text{ m s}^{-1}$.

4.5.2 Abschätzung des Fehlers der LADCP Messungen

Der Vergleich von LADCP und Rotorströmungsmessungen wurde in gleicher Weise wie der vorher beschriebene Vergleich der RCM und Pegasusmessungen anhand der Daten aus dem Arabischen Meer durchgeführt. Insgesamt 29 in gleicher Tiefe gemessene Wertepaare erfüllten das oben beschriebene Vergleichskriterium. Es wurden nur Profile des NBADCPs und RCM Geschwindigkeiten über $0,02 \text{ m s}^{-1}$ verwendet. Im Unterschied zu den Pegasusmessungen, die die Geschwindigkeit zu einem bestimmten Zeitpunkt in der Tiefe wiedergeben, handelt es sich bei den LADCP Profilen um über das Fier- und Hievprofil gemittelte Geschwindigkeiten. Die Meßdauer eines Profils kann bis zu vier Stunden betragen, wodurch eine mit der Tiefe abnehmende natürliche Variabilität bei der Datenerhebung miteinfließt.

Die Geschwindigkeitsdifferenzen beider Meßgeräte sind in Abbildung 4.14 gezeigt. Die Streuung der Werte ist im Gegensatz zu den Geschwindigkeitsdifferenzen zwischen Pegasus und RCM Messungen erheblich höher. In der linken Teilgraphik wird eine Verschiebung der Häufungspunkte mit der Tiefe deutlich. Die mittlere Geschwindigkeitsdifferenz aus den Wertepaaren der oberen 1000 m der Wassersäule liegt dort bei ca. $0,01 \text{ m s}^{-1}$.

Die rechte Abbildung zeigt die Tendenz des LADCPs, im Verhältnis zu den RCM, einen geringeren Geschwindigkeitsbetrag zu messen. Eine lineare Anpassung, die das Qua-

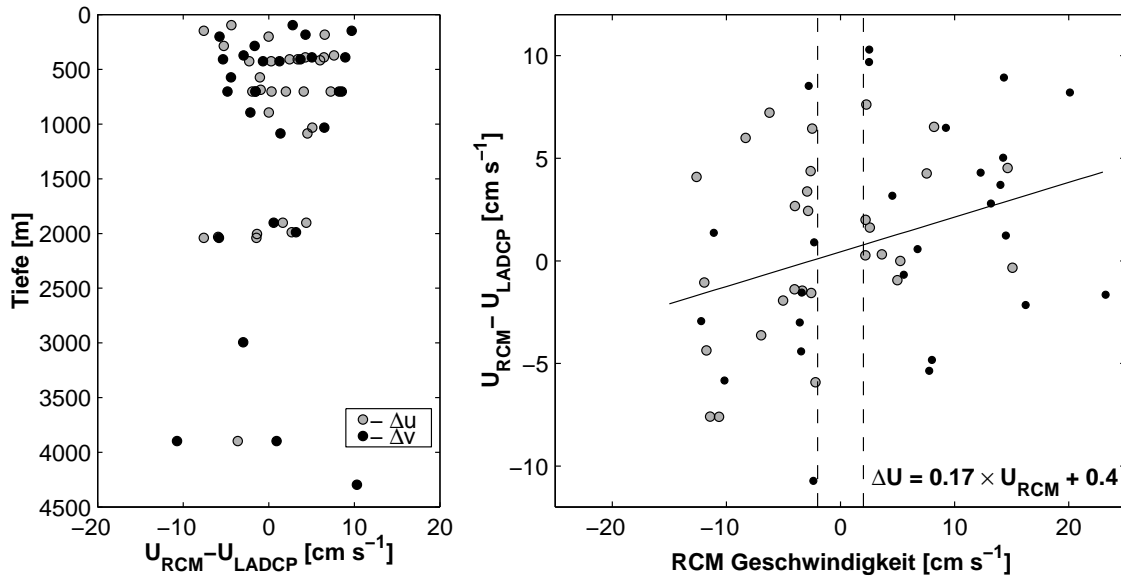


Abbildung 4.14: Differenzen der RCM und LADCP Geschwindigkeitmessungen. Die gestrichelten Linien (rechts) begrenzen die Ansprungsgeschwindigkeit der RCM.

drat des Abstands der Geschwindigkeitsdifferenzen minimiert, zeigt eine Abweichung der beiden Geschwindigkeitsmessungen um 17% des Betrages der RCM Messungen. Weiterhin ist die Ausgleichsgerade um $0,004 \text{ m s}^{-1}$ in positiver Richtung verschoben. Die RCM Geschwindigkeiten sind also zusätzlich systematisch um $0,004 \text{ m s}^{-1}$ größer als die LADCP Geschwindigkeiten. Auch wenn die Anpassung aufgrund der hohen Streuung der Daten statistisch nicht signifikant ist, zeigt sie eine Tendenz auf, die die Verschiebung der Differenzen in den oberen 1000 m erklären kann, da hier überwiegend positive Strömungen in beiden Komponenten gemessen wurden.

Die Standardabweichung der Geschwindigkeitsdifferenzen liegt bei $0,048 \text{ m s}^{-1}$. Dagegen beträgt die aus den RCM Messungen abgeschätzte natürliche Varianz bei einem vierstündigen Meßabstand nur $0,036 \text{ m s}^{-1}$. Die hohe Streuung der Geschwindigkeitsdifferenzen ist demnach nicht auf die natürliche Varianz zurückzuführen, sondern ist durch den Meßfehler der LADCP Geschwindigkeiten bedingt.

Ein weiterer Vergleich wurde zwischen den Pegasus und LADCP Profilen durchgeführt. Auf den FS METEOR Expeditionen wurde zu jeder Pegasus Messung ein fast simultanes LADCP Profil aufgenommen. Die Pegasussonde wurde ca. 15 Minuten vor dem Fieren der Rosette ausgesetzt und war nicht später als eine Stunde nach der Rosette wieder an der Oberfläche. Weiterhin verdriftete die Pegasussonde während der Messungen um nicht mehr als drei Kilometer, wodurch sich die hier dargestellten Vergleiche also

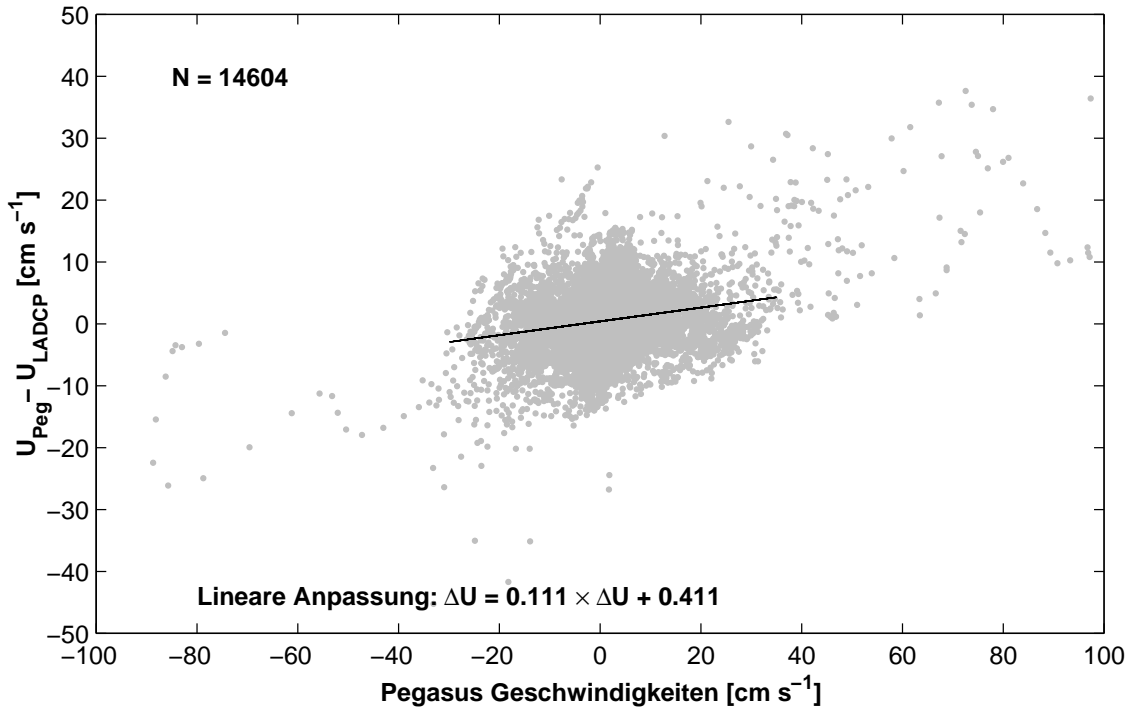


Abbildung 4.15: Differenz der Pegasus und LADCP Geschwindigkeitsmessungen.

auf horizontale Abstände von weniger als der halben Korrelationslänge interner Wellen beschränken. Die Absink- und Aufstiegsprofile der Pegasusmessungen wurden für den Vergleich auf Isobathen gemittelt, um beide Meßmethoden möglichst ähnlich zu gestalten. Eine Aufteilung der LADCP Messungen in Fier- und Hievprofil ist aufgrund der unbekannten Position der Rosette in Bodennähe problematisch. Es wurden wiederum nur NBLADCP Daten verwendet.

Insgesamt 17 Profilmessungen sind in den Vergleich eingegangen. Aus der M32/1 Expedition konnten nur drei Messungen aus dem nördlichen Somalibecken berücksichtigt werden, da auf den ersten drei Stationen, auf denen Pegasusmessungen durchgeführt wurden, das NBLADCP verwendet wurde. Unberücksichtigt blieben auch die während der Reisen M32/4 und M32/6 südlich des Äquators aufgenommenen Profile, da diese unterhalb von 2000 m unrealistisch hohe Geschwindigkeiten aufwiesen. Um Daten aus den gleichen Tiefenabschnitten zu erhalten, wurden die LADCP Profile mit einer Spline auf 10 m Tiefenabstände interpoliert. Die oberen 50 m der LADCP und Pegasusprofile wurden in den Vergleich nicht miteinbezogen, da das LADCP erst ab einer Tiefe von 50 m Daten aufzeichnet.

Abbildung 4.15 zeigt die Abhängigkeit der Geschwindigkeitsdifferenzen beider Messung von den Pegasusgeschwindigkeiten. Die lineare Anpassung der Meßdifferenzen ergibt eine fast identische Tendenz zu der in Abbildung 4.14 dargestellten Anpassung der RCM Geschwindigkeiten. Abhängigkeiten höherer Ordnung tragen nur geringfügig zu der Anpassung bei. Die Geschwindigkeiten des LADCPs fallen hier um 11% geringer als die vom Pegasus bestimmten Geschwindigkeiten aus. Der Nulldurchgang beider Messungen ist wiederum um $0,004 \text{ m s}^{-1}$ zu höheren Pegasus Geschwindigkeiten verschoben. Die Anpassung ist unabhängig von den einzelnen Geschwindigkeitskomponenten. Die Mittelwerte der zonalen und meridionalen Geschwindigkeitsdifferenzen sind hier allerdings höher, $0,0092 \text{ m s}^{-1}$ beziehungsweise $0,0079 \text{ m s}^{-1}$, als die Verschiebung der linearen Anpassung vorgibt. Dies ist aber durch ein Ungleichgewicht in der Verteilung der Geschwindigkeitsmessungen bedingt, da überwiegend positive Geschwindigkeiten gemessen wurden (siehe auch Abbildung 4.15).

Die Verteilung der Standardabweichung der Geschwindigkeitsdifferenzen mit der Tiefe ist in Abbildung 4.16 dargestellt. In größeren Tiefen ist die Streuung der Differenzen trotz geringer Strömungen überdurchschnittlich hoch, was auf die Auswertungsmethode zurückzuführen ist. Bei der Integration der mittleren Scherprofile wird am tiefsten Punkt des Profils begonnen. Der Geschwindigkeitswert entspricht daher der Integrationskonstante, die die mittlere Strömung über die gesamte Wassersäule darstellt. Zwischen 2000 m und 3000 m ist die Standardabweichung dagegen minimal. Hier hat sich das Scherprofil der mittleren Verschiebung angepaßt. Es muß dennoch bemerkt werden, daß sich die LADCP Messungen nur bedingt für Strömungsabschätzungen in Tiefen größer als 3000 m eignen.

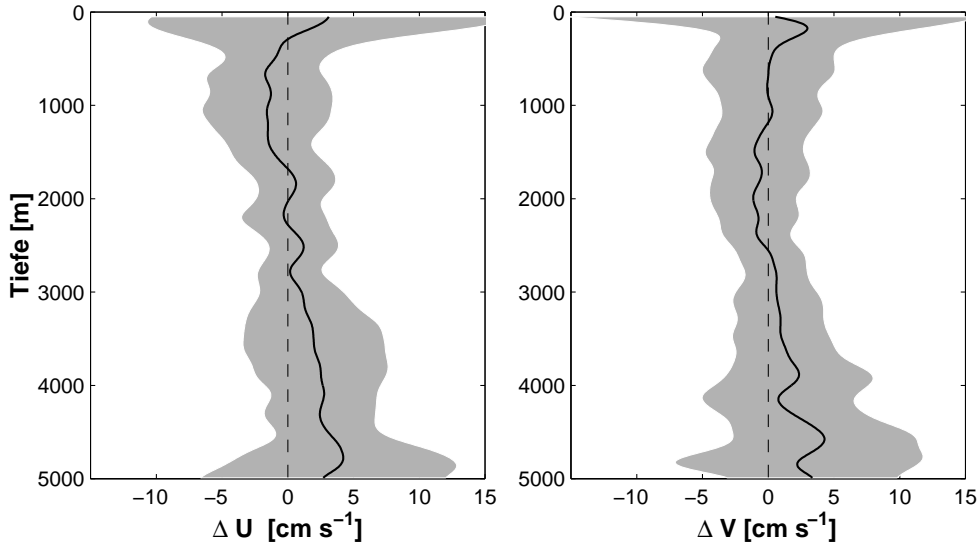


Abbildung 4.16: Auf Isobathen gebildeter Mittelwert (schwarze Linie) und dessen Standardabweichung der Differenz von LADCP und Pegasus Geschwindigkeitsmessungen.

Die über die gesamte Wassersäule gemittelte mittlere Standardabweichung der beiden Messungen beträgt $0,046 \text{ ms}^{-1}$.

Aus der Übereinstimmung der drei Vergleiche läßt sich schließen, daß die systematischen Abweichungen zwischen RCM und LADCP Messungen sowie zwischen den Pegasus und LADCP Messungen durch das LADCP hervorgerufen werden. Einerseits neigt das LADCP dazu, den Betrag der Geschwindigkeiten zu gering zu messen, andererseits sind die Geschwindigkeiten systematisch um $0,004 \text{ ms}^{-1}$ kleiner als die der Vergleichsmessungen. Die Unterschätzung des Betrags der Geschwindigkeit der LADCP Messungen läßt sich auf zwei Einflüsse zurückführen. Die aus den LADCP Profilen bestimmte Geschwindigkeitsscherungen werden bei der Auswertung sowohl über einen Tiefenabschnitt von 34m als auch über das Absink- und Aufstiegsprofil gemittelt. Die Mittelwertbildung hat eine Verringerung der lokalen Scherung zu Folge, so daß nach der Integration des Scherprofils die Beträge der Geschwindigkeiten kleiner ausfallen. Außerdem führt die Verdriftung des an der Rosette angebrachten LADCPs mit der Strömung zu einer weiteren Verringerung der Geschwindigkeitsscherung. Die unterschiedliche Steigung der linearen Anpassung der RCM-LADCP und der Pegasus-LADCP Geschwindigkeitsdifferenzen kann auf die stärkere Mittelung der Pegasusmessungen zurückgeführt werden.

4.5.3 Diskussion der Ergebnisse

Die systematische Abweichung der LADCP Messungen von $0,004 \text{ ms}^{-1}$ kann nicht durch die Datenaufbereitung erklärt werden. Von dem Hersteller wird ein systematischer Feh-

ler der akustischen Dopplerprofilmessungen in einer Größenordnung von $0,005 \text{ m s}^{-1}$ bis $0,01 \text{ m s}^{-1}$ angegeben (*RD Instruments*, 1989). Dieser wird als abhängig von Temperatur, mittlerer Strömungsgeschwindigkeit, der Amplitude des Rückstreusignals und der Geometrie der Schallsender beschrieben. Bei der Aufbereitung der Rohdaten der LADCP Messungen fließt ein systematischer Fehler auf zwei verschiedenen Wegen in die Berechnung des Geschwindigkeitsprofils ein. Ein konstanter systematischer Fehler, der zum Beispiel durch einen Fehler in der Transpondergeometrie oder durch eine leicht verschobene Signalfrequenz zustande kommt, verändert nur die barotrope Korrektur des LADCP Profils. Ein von der Temperatur, dem Betrag der Geschwindigkeit oder der Amplitude des Rückstreusignals abhängiger systematischer Fehler nimmt zusätzlich Einfluß auf das mittlere Scherprofil. Das Scherprofil wird bei der Berechnung des relativen (baroklinen) Geschwindigkeitsprofils in der Datenaufbereitung am Boden beginnend integriert. Der systematische Fehler akkumuliert sich folglich bei jedem Integrationsschritt. Selbst eine sehr geringe systematische Abhängigkeit der Messungen von Temperatur oder Rückstreusignal von $0,5 \text{ mm s}^{-1}/^{\circ}\text{C}$ oder $0,5 \text{ mm s}^{-1}/\text{dB}$ würde zu Fehlern in der Größenordnung vom $0,1 \text{ m s}^{-1}$ in den oberflächennahen Geschwindigkeitsmessungen führen.

Untersuchungen des konstanten systematischen Fehlers der LADCP Messungen wurden anhand der Pegasus und CTD Daten durchgeführt. Verschiedene Anpassungen der Temperatur und der Amplitude des Rückstreusignals an die Geschwindigkeitsdifferenzen zeigten jedoch keine signifikante Abhängigkeit der Parameter. Auch eine Abhängigkeit des systematischen Fehlers von der Strömungsgeschwindigkeit konnte nicht festgestellt werden. Dies verdeutlicht Abbildung 4.1, in der die über die Tiefe gemittelten Geschwindigkeiten der einzelnen Pegasus und LADCP Profile gegenübergestellt sind. Die Akkumulation einer systematischen Abhängigkeit würde bei einem Profil mit hoher mittlerer Geschwindigkeit zu einer anderen Abweichungen als bei einem Profil mit kleiner mittlerer Geschwindigkeit führen. Die in Abbildung 4.1 dargestellten Vergleiche zeigen dagegen keinen Zusammenhang zwischen dem Betrag der über die Tiefe gemittelten Geschwindigkeiten und dem systematischen Fehler.

Ein konstanter systematischer Fehler nimmt keinen Einfluß auf das Scherprofil, verändert aber die Referenzgeschwindigkeit des baroklinen Geschwindigkeitsprofils. Die Referenzgeschwindigkeit wird aus dem Mittelwert des zeitlichen Integrals der Rohdaten abzüglich der Schiffsdrift bestimmt. Der systematische Fehler wird dabei nicht akkumuliert. Die Ergebnisse sämtlicher hier durchgeführten Vergleiche weisen auf eine solche Beschreibung des systematischen Fehlers hin. Mögliche Ursachen für einen Fehler, der sowohl die zonale als auch die meridionale Geschwindigkeit konsequent um $0,004 \text{ m s}^{-1}$ zu negativen Werten verschoben ist, sind unter anderem falsch eingestellte Signalgeberwinkel oder eine verschobene Signalsendefrequenz. Die Größenordnung des systematischen Fehlers liegt im Rahmen des von dem Hersteller angegebenen Gütebereichs eines

LADCPs. Eine systematische Abweichung zwischen einem NBLADCP und Pegasusmessungen ist auch schon von *Hacker et al.* (1996) festgestellt worden. Ihre Untersuchungen zeigten Unterschiede von $0,01 \text{ m s}^{-1}$ in der zonalen und $-0,01 \text{ m s}^{-1}$ in der meridionalen Geschwindigkeitskomponente zwischen den beiden Meßgeräten. Allerdings wurde keine Aussage darüber gemacht, welches Gerät diesen systematischen Fehler aufweist.

Bezogen auf die Güte der LADCP und Pegasusgeschwindigkeitsprofile konnten folgende Unsicherheiten abgeschätzt werden:

- die Geschwindigkeitendifferenzen zwischen den Rotorströmungsmessungen und den Pegasusmessungen konnten nicht von der durch interne Wellen hervorgerufenen natürlichen Variabilität unterschieden werden. Die Standardabweichung beider Geschwindigkeitsmessungen betrug $0,015 \text{ m s}^{-1}$.
- die Vergleiche der LADCP Daten mit den Pegasus und RCM Messungen haben deutlich gemacht, daß den Geschwindigkeiten des baroklinen Profils der LADCP Messung ein Fehler von $0,046 \text{ m s}^{-1}$ zuzuordnen ist. Außerdem unterschätzt das LADCP den Betrag der Geschwindigkeiten um über 10%.

4.6 Zusammenfassung

Das übergeordnete Ziel der in den vorangegangenen Abschnitten beschriebenen Untersuchungen war es, die Genauigkeit der Transportabschätzungen bei der Anpassung der geostrophischen Geschwindigkeiten an die barotrope Strömungskomponente von LADCP Daten zu bestimmen. Dafür wurden die Einflüsse der ageostrophischen Strömung, der barotropen Gezeitenströmung und des systematischen Fehlers der LADCP Messungen untersucht und der Fehler bei der Bestimmung dieser Einflüsse abgeschätzt.

$$v_{ref} \pm \delta_{ref} = (v_{barotrop} \pm \delta_{barotrop}) - (v_{ageo} \pm \delta_{ageo}) - (v_{tide} \pm \delta_{tide}) - (v_{bias} \pm \delta_{bias}) \quad (4.11)$$

Die Berechnungsverfahren der einzelnen Strömungskomponenten zu deren Unsicherheiten werden hier zusammengefaßt.

$v_{barotrop} \pm \delta_{barotrop}$: der Fehler der barotropen Strömungsmessung ist durch die Genauigkeit der Schiffspositionsbestimmung und der Gesamtdauer von Datenausfällen aufgrund von Reflexionen der Schallwellen am Meeresboden bestimmt. Ohne differentielles GPS und einem aktiven Störsignal des GPS Systems ist der Fehler durch die Ungenauigkeit der Positionsbestimmung $\delta_{pos} = \pm 0,006 \text{ m s}^{-1}$. Der im Mittel auftretende Fehler aufgrund von Datenlücken wurde mit $\delta_{gap} = \pm 0,002 \text{ m s}^{-1}$ bestimmt, wobei dieser maximal doppelt so hoch sein kann. Der Gesamtfehler der barotropen Strömungsmessungen ergibt damit $\delta_{barotrop} = \pm 0,008 \text{ m s}^{-1}$, wobei maximale Werte von $0,015 \text{ m s}^{-1}$ auftreten können.

$v_{ageo} \pm \delta_{ageo}$: die Berechnung der ageostrophischen Strömungskomponente wurde anhand der Differenz der Schiffs ADCP Geschwindigkeiten und der geostrophischen Geschwindigkeiten in den oberen 350 m der Wassersäule durchgeführt. Obwohl in dem Untersuchungsgebiet hohe ageostrophische Strömungen in den oberen 150 m bestimmt wurden, haben diese nur geringfügig Einfluß auf die Referenzgeschwindigkeit. Der bei der Bestimmung des Beitrags des ageostrophischen Strömungsanteils entstehende Fehler wurde mit $\delta_{ageo} = \pm 0,0015 \text{ m s}^{-1}$ abgeschätzt.

$v_{tide} \pm \delta_{tide}$: die barotropen Gezeitenströmungen wurden aus den Verankerungen mit einer harmonischen Analyse bestimmt. Die Analyse berücksichtigte 15 Partialtiden, wobei fünf Partialtiden direkt aufgelöst wurden und zehn weitere anhand der Gezeitenpotentialentwicklung abgeleitet wurden. Weiterhin wurde ein Verfahren zur Aufspaltung der barotropen und baroklinen Gezeitenströmungen verwendet. Gezeitenströmungen mit Amplituden kleiner als $0,002 \text{ m s}^{-1}$ konnten anhand der Verankerungszeitserien nicht adäquat aufgelöst werden, wodurch der Bestimmungsfehler der Gezeitenströmungen mit $\delta_{tide} = 0,002 \text{ m s}^{-1}$ abzuschätzen ist. Der Vergleich der Ergebnisse der harmonischen Analyse mit den Gezeitenströmungen eines TOPEX/POSEIDON assimilierenden hydrodynamischen Modells von *Le Provost et al.* (1998) zeigte regional unterschiedliche Abweichungen, so daß die Modellströmungen nur nach vorangegangener Überprüfung zur Referenzierung verwendet werden können.

$v_{bias} \pm \delta_{bias}$: der systematische Fehler des LADCPs wurde durch einen Vergleich zwischen direkten Strömungsmessungen bestimmt. Zwei unabhängige Instrumente zeigten jeweils eine konstante Abweichung von $0,004 \text{ m s}^{-1}$ zu den LADCP Daten, wobei nur eine statistisch signifikant war. Der systematische Fehler zeigte keine Abhängigkeiten von anderen Parametern. Eine Bestimmung der Unsicherheit der Abschätzung von v_{bias} kann anhand dieser Datengrundlage nicht durchgeführt werden.

Der Gesamtfehler der einzelnen Beiträge ergibt sich durch Addition der Fehler der einzelnen Strömungskomponenten zu $\delta_{ref} = \pm 0,012 \text{ m s}^{-1}$, wobei der größte Beitrag durch die Fehlbestimmung der Schiffposition zustande kommt. Einen entscheidenden Einfluß nimmt die Stationsdauer, die zu einer Verringerung des Gesamtfehlers bei Meßintervallen von über zweieinhalb Stunden führt.

Die Unsicherheit des Volumentransports zwischen zwei Stationen aufgrund des Fehlers δ_{ref} bei der Referenzierung der geostrophischen Geschwindigkeit läßt sich durch den Zusammenhang

$$\delta T_i = \int_{x_1}^{x_2} \int_{z_1}^{z_2} \delta_{ref} dz dx \quad (4.12)$$

darstellen. Bei einem angenommenen Stationsabstand von einem halben Grad ($x_2 - x_1 = 5 \times 10^4 \text{ m}$), welcher dem mittleren Stationsabstand auf den FS METEOR Reisen und ei-

nem Tiefenabschnitt von $z_2 - z_1 = 1000$ m entspricht, ergibt sich damit ein Fehler in der Transportabschätzung von $\delta T_i = 0,6$ Sv. Für die Berechnung des Fehlers entlang eines Schnittes mehrere Stationen kann von einem zufallsverteilten Fehler bei der referenzierten Stationspaaren ausgegangen werden. Für $N + 1$ Stationen kann der mittlere quadratische Gesamtfehler δT des Volumentransports nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung bestimmt werden.

$$\delta T = \frac{\sum_{i=1}^N \delta T_i}{\sqrt{N}} \quad (4.13)$$

Für einen Schnitt über vier Grad und dem oben erwähnten Stationsabstand ist die Unsicherheit der Transportabschätzungen $\delta T = 1,7$ Sv. Dieser Wert ist bezogen auf die untersuchte Fläche von 400 km^2 sehr klein. Besonders in Randstrombereichen mit hohen Transportraten lassen sich mit der Verwendung von barotropen LADCP Geschwindigkeiten sehr genaue Aussagen treffen. Weiterhin werden in diesen Bereichen meistens kleine Stationsabstände gewählt, wodurch die Genauigkeit weiter erhöht wird.

Die Darlegung der Methodik hat allerdings auch deutlich gemacht, daß zusätzlich zu den LADCP Messungen weitere direkte Strömungsmessungen aus dem Gebiet benötigt werden, um die oben geschilderte Genauigkeit zu erreichen. Obwohl die ADCP Datenaufzeichnungen auf jeder größeren Expedition routinemäßig durchgeführt wird, sind Verankerungszeitserien für die Gezeitenberechnung meistens nicht verfügbar. Es besteht jedoch die Möglichkeit, daß globale Gezeitenmodelle in anderen Gebieten höhere Genauigkeiten aufweisen. Die im nördlichen Somalibecken ungewöhnliche Rotation der Gezeitenellipsen deutet auf einen starken Einfluß der Topographie auf die in das Arabische Meer einlaufenden Gezeitenwellen hin. Dieser Einfluß ist möglicherweise in den Gezeitenmodellen nicht adäquat aufgelöst. Weiterhin ist aufgrund der heute verfügbaren hohen Genauigkeit der Schiffspositionsbestimmung durch das GPS System nahezu eine Halbierung des Fehlers zu erwarten. Das bedeutet, daß in Zukunft Genauigkeiten von kleiner als 1 Sv erreicht werden können.

Für eine Transportabschätzung der Tiefenzirkulation im Somalibecken ist der Fehler allerdings nicht als gering zu bezeichnen. Er liegt hier in der Größenordnung der zu erwartenden Tiefenzirkulation. Bei der Anwendung des hier dargelegten Verfahrens für Transportabschätzungen im nächsten Abschnitt wird auf diesen Punkt noch weiter eingegangen.

5. Die Tiefenzirkulation im Somalibecken

In diesem Kapitel wird die Tiefenzirkulation im Somalibecken im April und während des Südwestmonsuns anhand der Daten aus den drei Expeditionen der FS METEOR und der Strömungszeitserien aus den Verankerungen beschrieben. Einen Schwerpunkt bilden Untersuchungen zum Tiefenrandstrom im nördlichen Somalibecken. Durch den ausgedehnten Verankerungszeitraum der Strömungsmessungen kann auch die saisonale Variabilität des Randstroms im nördlichen Somalibecken untersucht werden. Die im vorangegangenen Kapitel vorgestellte Methode zur Berechnung von absoluten Strömungen wird zur Abschätzung integraler Transporte verwendet. Das Ziel dieses Kapitels ist eine Darstellung der Ausbreitung des Tiefenwassers im Somalibecken und die Quantifizierung des Transports des Tiefenrandstroms.

5.1 Großskalige Zirkulation

Das Somalibecken stellt eine Zwischenstation des am westlichen Kontinentalfuß von Afrika nach Norden setzenden Zirkumpolaren Tiefenwassers dar. Von dort aus gelangt es durch die Owens Bruchzone in das Arabische Becken. Bei der Ankunft im Somalibecken sind die charakteristischen Eigenschaften des Zirkumpolaren Tiefenwassers durch die Vermischung mit umgebendem Wasser stark verändert. Die Dichte wird auf dem Weg nach Norden ständig geringer, so daß das Bodenwasser im Somalibecken schließlich die gleiche Dichte besitzt, wie das Wasser aus 2000 m Tiefe im Südindischen Becken (*Mantyla und Reid, 1995*).

5.1.1 Eigenschaften des Tiefenwassers

Kaltes, salzarmes und sauerstoffreiches Zirkumpolares Tiefenwasser strömt aus dem Südwestindischen Becken nördlich über das Madagaskarbecken in das Maskarenenbecken (siehe Abbildung 2.12). Von dort fließt es in Bodennähe über die Amirantenpassage in das Somalibecken und charakterisiert hier die tiefste Wassermassenschicht. Das darüberliegende Tiefenwasser wird als Indisches Tiefenwasser bezeichnet und stellt ein Mischprodukt aus dem Zirkumpolaren Tiefenwasser und dem besonders im Arabischen Meer auftretenden salzreichen Zwischenwasser dar (z.B. *Toole und Warren, 1993*). Im südlichen Indischen Ozean wird es in mittleren Tiefen in südliche Richtung strömend beobachtet.

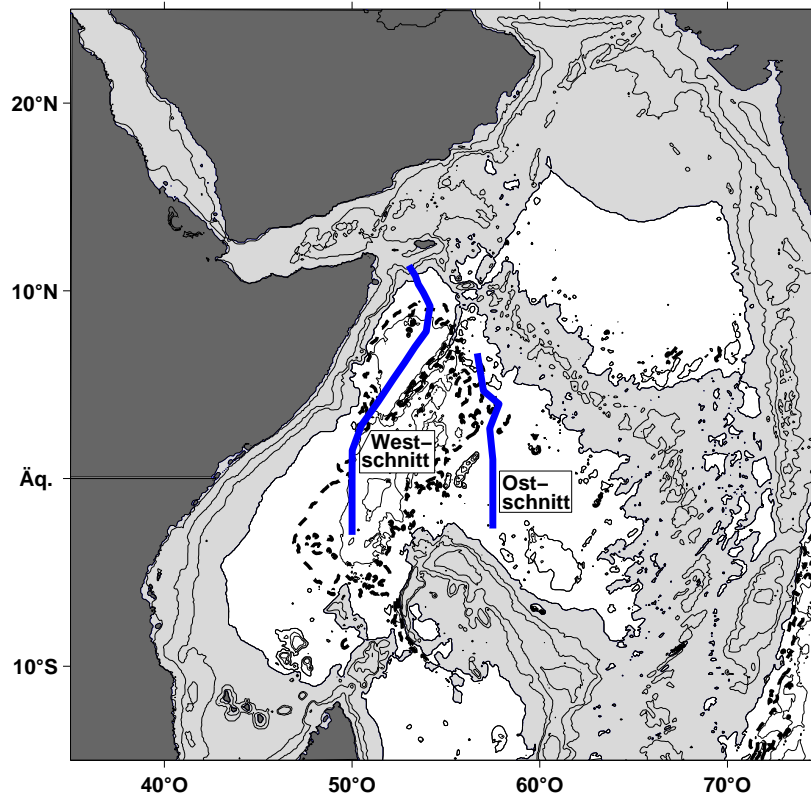


Abbildung 5.1: Lage der in den folgenden Abbildungen dargestellten Schnitte. Die gestrichelte Linie bezeichnet die 4800 m Isobathe.

Das Zirkumpolare Tiefenwasser des Indischen Ozeans ist durch niedrige Temperaturen, niedrige Salzgehalte und hohe Sauerstoffgehalte ausgezeichnet. *Emery und Meincke* (1986) ordneten dem CDW den Temperaturbereich zwischen $0,1^{\circ}\text{C}$ - 2°C und den Salzgehaltsbereich zwischen 34,62 und 34,73 zu. Im nördlichen Maskarenenbecken und in der Amirantenpassage beobachtete *Johnson et al.* (1998) in nördliche Richtung setzendes CDW. Hier zeigte es charakteristische potentielle Temperaturen zwischen $0,8^{\circ}\text{C} < \theta < 1,2^{\circ}\text{C}$, Salzgehalte zwischen 34,71 und 34,72 und Sauerstoffgehalte zwischen $4,2\text{ ml l}^{-1}$ und $4,7\text{ ml l}^{-1}$ auf. Diese Werte stimmten auch mit den in *Warren* (1974) dargestellten hydrographischen Messungen entlang eines zonalen Schnitts auf 12°S überein.

Über dem CDW beschrieben *Johnson et al.* (1998) eine Schicht mit Indischem Tiefenwasser, die auf den potentiellen Temperaturflächen zwischen $1,4^{\circ}\text{C}$ und $1,9^{\circ}\text{C}$ zu finden war. Die Schicht war durch hohe Salzgehalte ($34,73 < S < 34,75$), niedrige Sauerstoffwerte ($3,5\text{ ml l}^{-1} < O_2 < 3,9\text{ ml l}^{-1}$) und hohe Silikatwerte charakterisiert. Auf dem zonalen Schnitt entlang 12°S beobachtete *Warren* (1974) gravierende Unterschiede im Tiefenwasser des Maskarenen- und Madagaskarbeckens im Vergleich zu dem Tiefenwasser des westlichen Zentralindischen Beckens. Während in Tiefen zwischen 2000 m und 3500 m

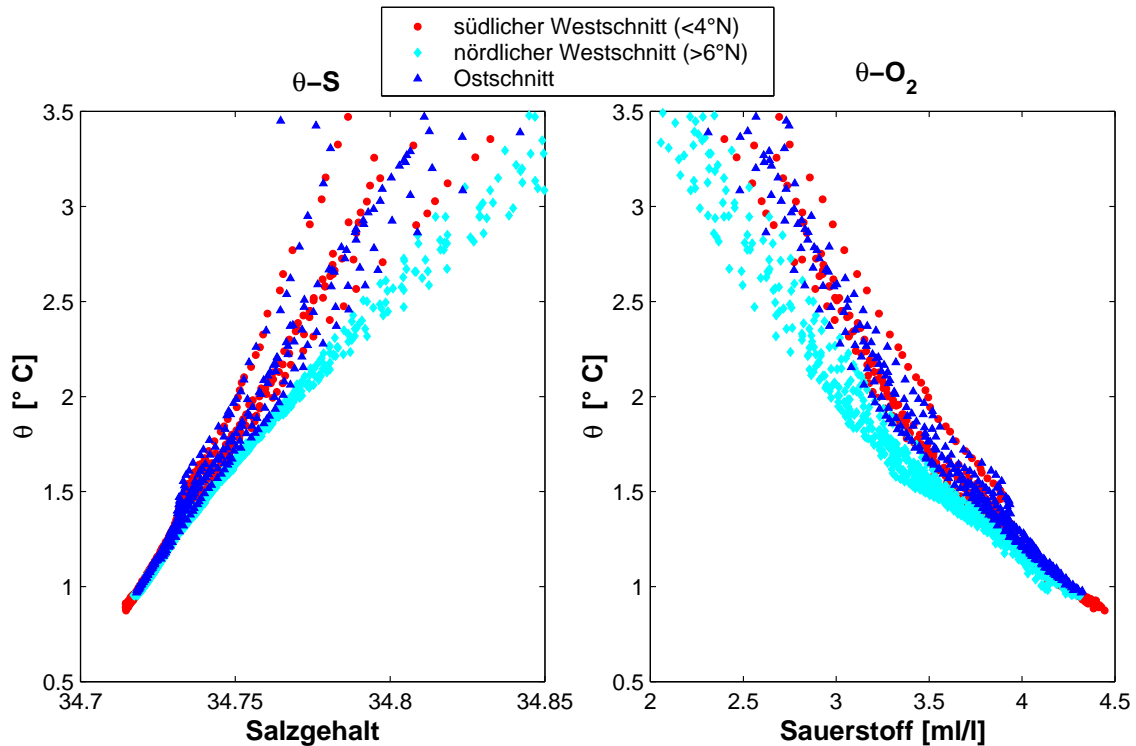


Abbildung 5.2: Verteilung des Salzgehalts (links) und des Sauerstoffgehalts (rechts) gegen die potentielle Temperatur.

Salzgehaltswerte zwischen 34,74 und 34,75 im Maskarenen- und Madagaskabecken beobachtet wurden, konnten in gleicher Tiefe im Zentralindischen Becken nur Salzgehalte kleiner als 34,73 festgestellt werden. *Warren* (1974) begründete diese Unterschiede mit dem Einfluß von salzreichem Wasser aus dem Arabischen Meer.

Die Verteilung des Salzgehalts und des Sauerstoffs in größeren Tiefen des Somalibeckens gegen die Temperatur ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die Positionen der in der Abbildung verwendeten CTD Daten zeigt Abbildung 5.1. In dem Temperaturbereich $\theta < 1,3^\circ \text{C}$ sind sowohl die $\theta-S$ als auch die $\theta-O_2$ Eigenschaften in allen drei Teilgebieten unter Berücksichtigung der Meßgenauigkeit vergleichbar. Das CDW ist demnach in der untersten Schicht in den beprobten Teilgebieten des Somalibeckens vorhanden. Die Charakteristiken des Tiefenwassers für Temperaturen $\theta > 1,3^\circ \text{C}$ zeigen jedoch Unterschiede in den Teilgebieten. Das Tiefenwasser im nördlichen Somali Becken hat im Gegensatz zu den südlich gelegenen Gebieten höhere Salzgehalte und geringere Sauerstoffgehalte.

Mögliche Erklärungen dieser Unterschiede sind durch den diffusiven oder advektiven Einfluß von salzreichem sauerstoffarmen Roten Meer Wasser gegeben, welches im nördlichen Teilgebiet in den darüberliegenden Schichten auftritt (z.B. *Karstensen*, 1999; *Schott und Fischer*, 2000). In Kapitel 7 wird gezeigt, daß die vertikalen Austauschraten nördlich

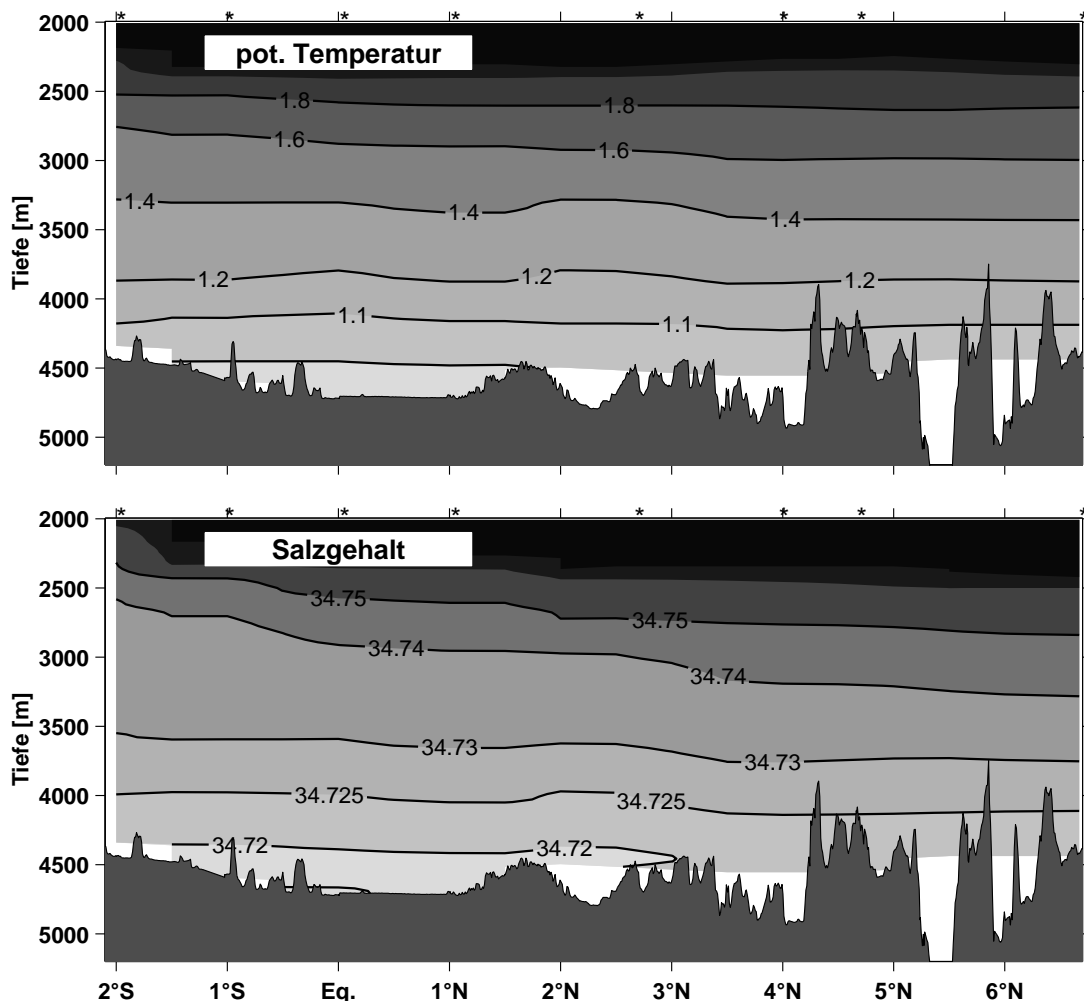


Abbildung 5.3: Verteilung von potentieller Temperatur und Salzgehalt entlang des östlichen Schnitts. Der dargestellte Datensatz wurde im Juni 1995 während M32/4 aufgenommen.

von 3° N gegenüber denen des Äquators stark erhöht sind. Die vertikale Diffusion von Eigenschaften des Roten Meer Wassers kann daher für die hier dargelegten Unterschiede verantwortlich sein. Die Vertikalverteilung des Salzgehalts auf den Schnitten in Abbildung 5.3 und 5.4 zeigt eine deutliche Zunahme des Salzgehalts nach Norden.

Der Eigenschaften des Tiefenwassereinstroms durch die Amirantenpassage in das Somalibecken beschrieben *Johnson et al.* (1998) mit potentiellen Temperaturen kleiner als 1,0° C, Salzgehalten kleiner als 34,72 und Sauerstoffgehalten größer als 4,2 ml l⁻¹. Der maximale Transport wurde zwischen den potentiellen Temperaturflächen 0,8° C < θ < 0,9° C beobachtet. In anderen Untersuchungen des Einstroms durch die Passage wurde eine nordwärtige Strömung für potentielle Temperaturen kleiner als 1,2° C festgestellt (*Barton und Hill*, 1989; *Fieuz und Swallow*, 1988).

Auf dem südlichen Westschnitt zwischen 2° S und 3° N tritt das kälteste und salzärm-

ste Bodenwasser im Untersuchungsgebiet auf. Es ist in Tiefen größer als 4500 m durch Temperaturen zwischen $0,88^{\circ}\text{C}$ und 1°C , Salzgehalten zwischen 34,714 und 34,72 und Sauerstoffgehalten von $4,45\text{ ml l}^{-1} > O_2 > 4,3\text{ ml l}^{-1}$ charakterisiert. Diese Temperaturen und Salzgehalte liegen allerdings über den bei 8°S beobachteten Werten des Einstroms. Die Eigenschaften des von *Johnson et al.* (1991a) bei 4°S beobachteten Randstroms stimmen dagegen gut mit diesen Werten überein.

Das auf dem südlichen Teil des Westschnitts vorgefundene Bodenwasser tritt weder im nördlichen Teil des Somalibeckens noch auf dem Ostschnitt bei 57°O auf (Abbildung 5.3). Die Beckentiefe des zentralen Somalibeckens auf dem Ostschnitt liegt überwiegend oberhalb von 4600 m, wodurch das im Westen auftretende kalte und salzarme Wasser in der Ausbreitung nach Osten eingeschränkt wird. Hier zeigt nur eine Bodenschicht von 100 m bis 200 m Mächtigkeit Salzgehalte kleiner als 34,72. Im nördlichen Bereich sind allerdings Vertiefungen in der Bodentopographie zu erkennen. Zwischen 5°N und 6°N erreicht eine Rinne Tiefen von über 5500 m. Die Eigenschaften des in diesen Gebieten vorhandenen Wassers wurden mit den hier zu Verfügung stehenden CTD Messungen nicht aufgelöst. Die in *Johnson et al.* (1998) dargestellten CTD Messungen, welche ca. 1° westlich des Ostschnitts durchgeführt wurden, zeigen in diesen Rinnen aber kein besonders kaltes und salzarmes Bodenwasser.

Die Eigenschaften des Bodenwassers auf dem nördlichen Westschnitt zeigen minimale Temperaturen von $0,96^{\circ}\text{C}$ und Salzgehalte von 34,718. Der Sauerstoffgehalt ist hier im Vergleich zum südlichen Westschnitt in gleicher Tiefe um $0,15\text{ ml l}^{-1}$ geringer. In der Verteilung der Eigenschaften in Abbildung 5.4 zeigen sich hohe Meridionalgradienten zwischen 2°N und 4°N . Es besteht die Möglichkeit, daß das kalte und salzarme Bodenwasser aus dem südlichen Teil des westlichen Beckens durch Topographie an der nordwärtigen Ausbreitung gehindert wird, wie es in Abbildung 5.4 durch die Topographie zwischen 2°N und 4°N angedeutet wird. Der bathymetrische Datensatz NGDC Terrain Base zeigt bei 3°N eine Aufspaltung der nördlichen und südlichen Teilgebiete des Westschnitts durch einen Ausläufer des Chainrückens. Die topographische Barriere ist in dem Datensatz allerdings nur bis in eine Tiefe von 4850 m ausgeprägt.

Die im südlichen Teil des westlichen Beckens unterhalb von 4500 m ausgeprägten vertikalen Gradienten könnten im nördlichen Becken durch die erhöhte vertikale Diffusion abgebaut sein. Einen Hinweis darauf liefert die Verteilung des Salzgehalts im nördlichen Teil des Beckens, welche auch nördlich des Rückenaufläufers starke Gradienten aufweist. Im nördlichen Bereich des Beckens in der Nähe des Kontinentalabhangs von Sokotra wird das Vorhandensein von mesoskaliger Variabilität durch eine starke Auslenkung der Isothermen und Isohalinen angedeutet.

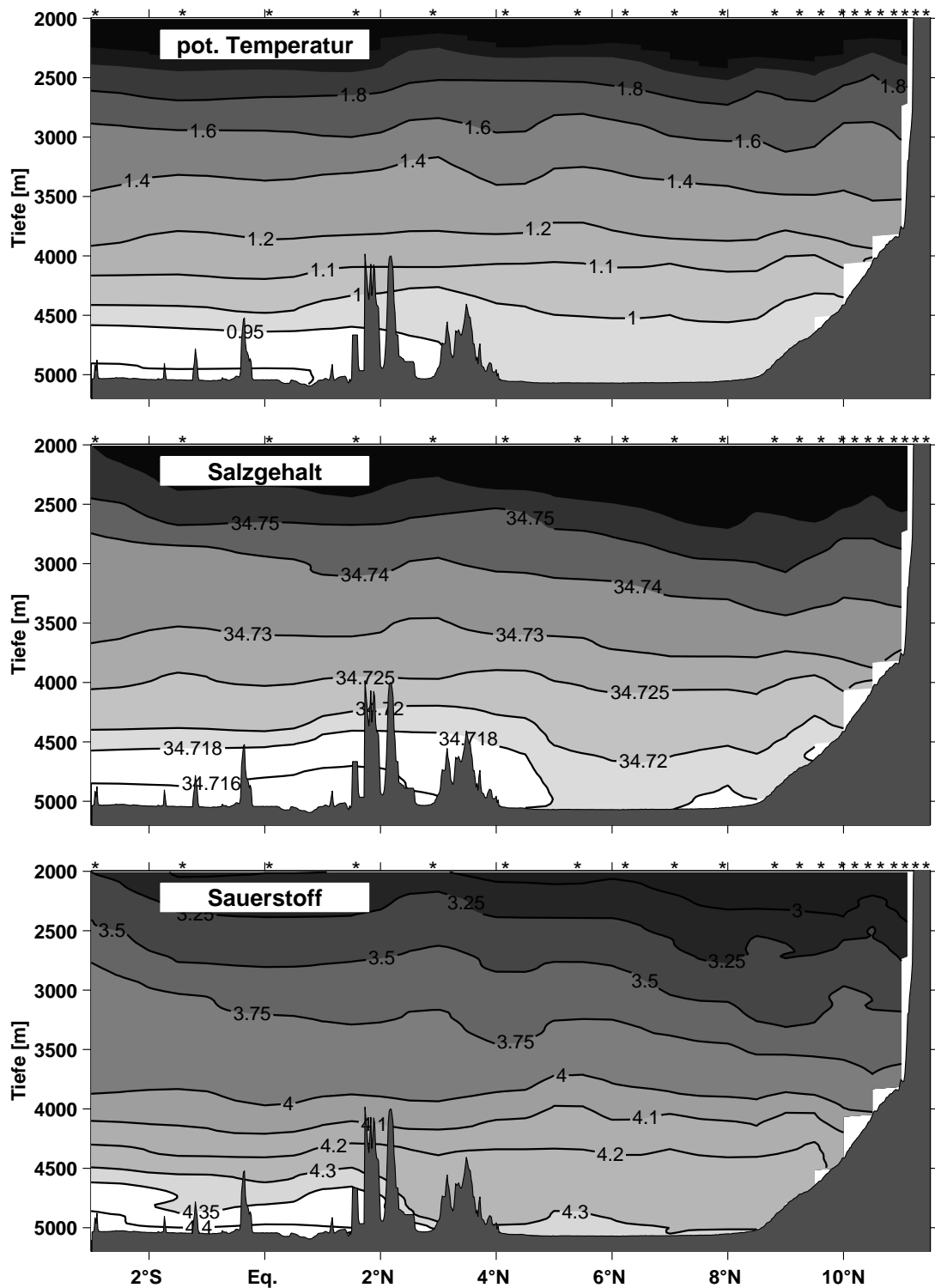


Abbildung 5.4: Verteilung von potentieller Temperatur, Salzgehalt und Sauerstoffgehalt entlang des Westschnitts. Der dargestellte Datensatz wurde im Juni 1995 während M32/4 aufgenommen.

5.1.2 Salzgehalte auf potentiellen Temperaturflächen

Die ersten Informationen über die Tiefenzirkulation im Somalibecken wurde von *Warren et al.* (1966) durch die Interpretation von Salzgehalten aus Daten von August und September 1964 gewonnen. Anhand von Salzgehaltsverteilungen auf Isoflächen der potentiellen Temperatur beobachteten sie ein schmales Band von salzarmen Wasser, welches sich vom Äquator an dem Kontinentalabhang von Somalia bis an den Kontinentalabhang bei Sokotra erstreckte (Abbildung 2.10). Die niedrigsten Salzgehalte stellten sie südlich des Äquators fest. Die Ergebnissen interpretierten sie als eine antizyklonale Tiefenzirkulationszelle im Somalibecken. *Fieux et al.* (1986) konnte dagegen anhand Daten aus dem April 1985 kein salzarmes Wasser am Kontinentalabhang feststellen.

Für einen Vergleich dieser Ergebnisse mit den während der FS METEOR Reise aufgenommen CTD Daten wurden Karten der Salzgehaltsverteilung auf neutralen Dichteflächen erstellt, welche auf der gleichen mittleren Tiefe der von *Warren et al.* (1966) und *Fieux et al.* (1986) verwendeten potentiellen Temperaturflächen lagen. Neutrale Dichten geben die advektive Ausbreitung von Wassermassen am besten wieder *Jackett und McDougall* (1997). Die Salzgehaltswerte wurden dabei über zwei dicht beieinanderliegende neutrale Dichten gemittelt. Das Mittlungsintervall betrug durchschnittlich 50 m. Die Ver-

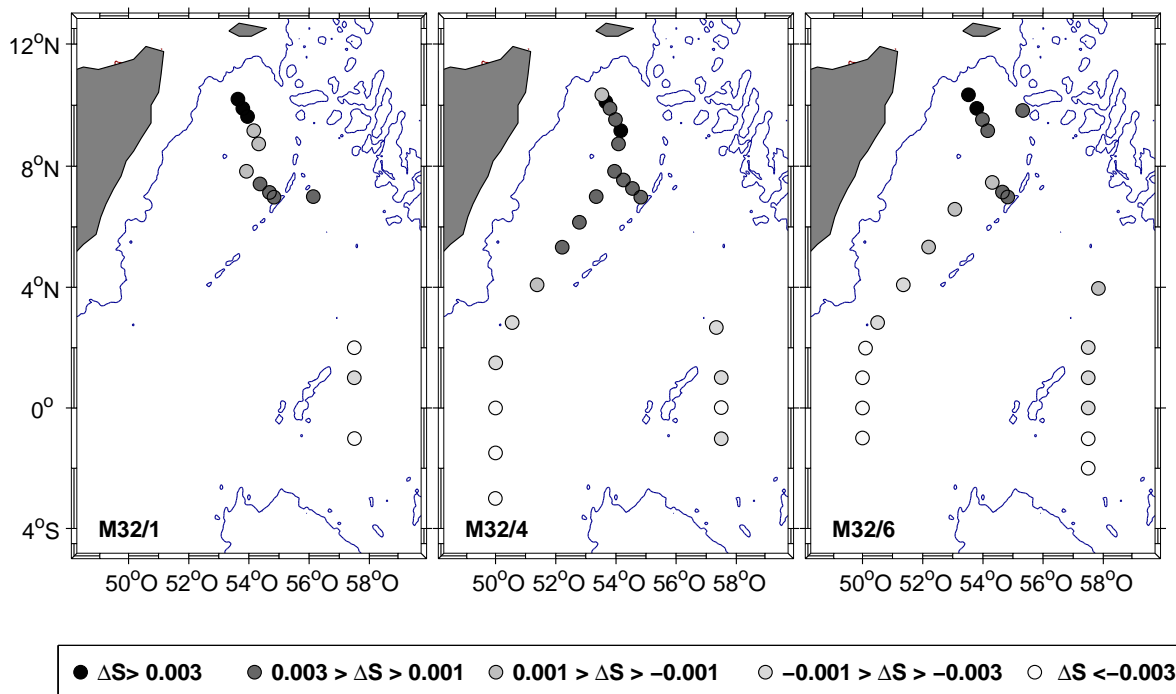


Abbildung 5.5: Verteilung der Differenzen des Salzgehalts auf der $\gamma = 28,1 \text{ kg m}^{-3}$ Fläche. Der Mittelwert aller Reisen von $\bar{S} = 34,735$ wurde von den Werten abgezogen. Die neutrale Dichtefläche liegt in Tiefen zwischen 3200 m und 3500 m.

teilung der Salzgehaltsdifferenzen zwischen der $28,095 \text{ kg m}^{-3} > \gamma > 28,098 \text{ kg m}^{-3}$ ist exemplarisch in Abbildung 5.5 dargestellt.

Die Salzgehaltsdifferenzen waren auf allen drei neutralen Dichteflächen sehr gering. Die maximalen und minimalen Differenzen zum Mittelwert betrugen 0,0041 und -0,0038 und liegen damit nur geringfügig über der Signifikanz der Salzgehaltsmessungen. *Warren et al.* (1966) stellte dagegen Unterschiede im Salzgehalt von über 0,02 fest (vergleiche Abbildung 2.10). Südlich von Sokotra war zu keinem Zeitpunkt salzarmes Wasser zu finden, welches auf einen Randstrom hinweisen könnte. In den Karten von *Warren et al.* (1966) ist salzarmes Wasser zwischen 8° N und 10° N dargestellt. Generell wurde auf allen drei Reisen salzreicheres Wasser im nördlichen Teil des Beckens festgestellt, welches in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von *Fieux et al.* (1986) liegt.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß sich anhand der Verteilung der charakteristischen Eigenschaften im Tiefenwasser kein Randstrom im nördlichen Somalibecken nachweisen läßt. Eine Ausbreitung des Tiefenwassers entlang des Äquator, wie es von *Johnson et al.* (1991a) vermutete wurde, konnte anhand der Temperatur- und Salzgehaltsverteilung nicht bestätigt werden. Das salzreichste und sauerstoffärmste Tiefenwasser oberhalb von 4000 m ist im nördlichen Somalibecken zu finden. Unterhalb von 4000 m wurden keine signifikanten Abweichungen in den $\theta - S$ Eigenschaften der Teilgebiete des Somalibeckens deutlich.

5.1.3 Strömungskarten

Auf den FS METEOR Reisen wurde das horizontale Strömungsfeld im größeren Tiefen des Somalibeckens anhand Pegasusprofilen und LADCP Profilen vermessen. In Tiefen größer als 3800 m ist das Becken durch die Topographie abgeschlossen, so daß diese Tiefe eine natürliche Grenze für die auf das Somalibecken begrenzte Tiefenzirkulation ist. Für die Darstellung der Tiefenzirkulation anhand von Strömungsdaten wurde daher der Mittelwert der Horizontalströmungen von 3800 m bis zur Profiltiefe gewählt. Weiterhin wurden die barotropen Gezeitenströmungen aus den Strömungsprofilen des nördlichen Somalibeckens korrigiert. Die Gezeitenströmungen wurden aus den Ergebnissen der harmonischen Analyse der zur Profilverteilung nächstliegenden Verankerung während der Meßdauer berechnet. Für die äquatorialen Strömungsprofile wurde keine Gezeitenkorrektur durchgeführt.

Bei der Interpretation der Daten ist zu beachten, daß die LADCP Geschwindigkeiten einen im Verhältnis zu den zu erwartenden Strömungen große Fehler besitzen. In Abschnitt 4.5 wurde ein mittlerer Fehler von $0,046 \text{ m s}^{-1}$ abgeschätzt. Die Geschwindigkeitsdifferenzen zu den Pegasusmessungen waren aber in Tiefen unter 4000 m wesentlich höher als der mittlere Wert der gesamten Wassersäule (siehe Abbildung 4.16). Die Un-

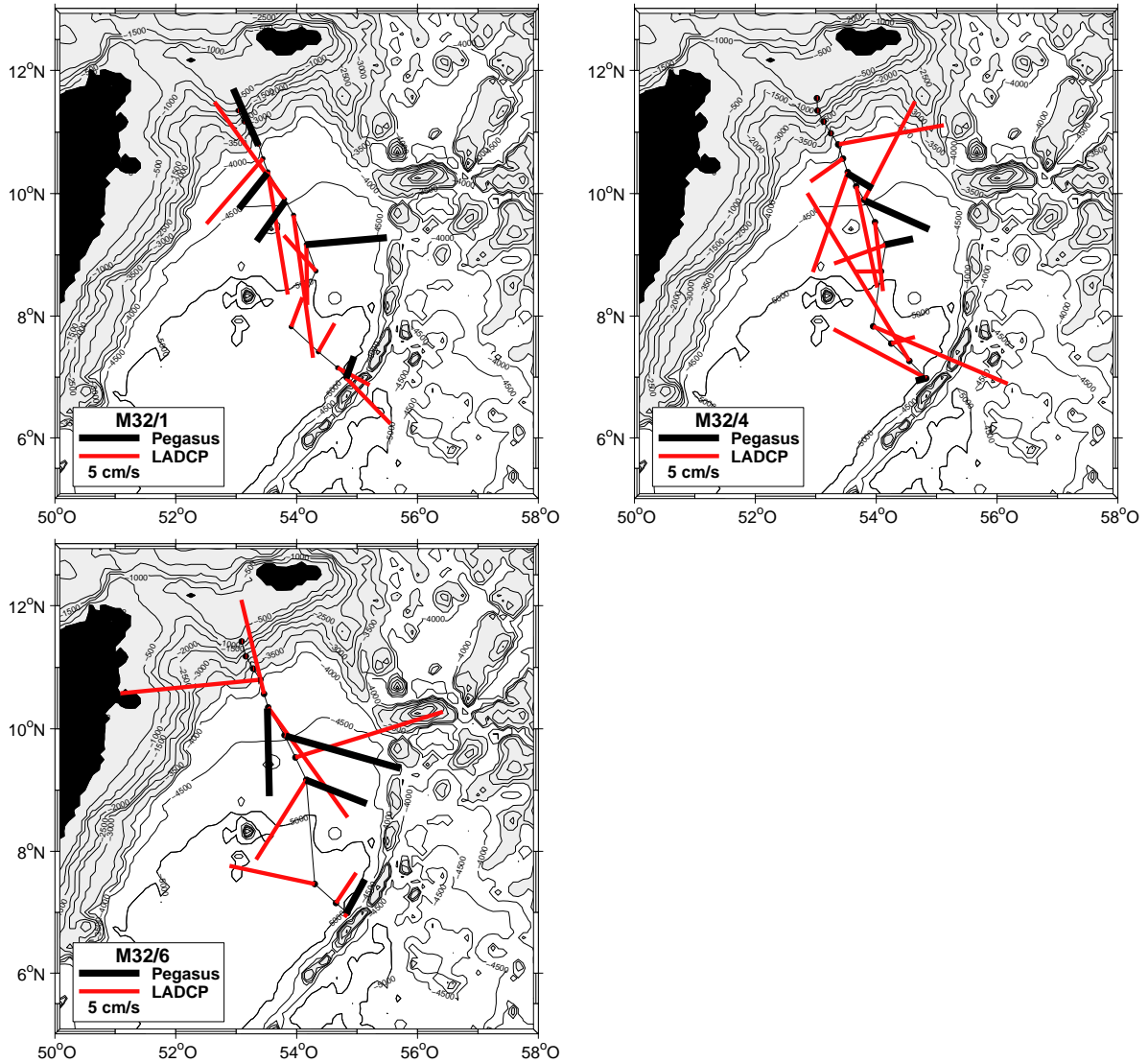


Abbildung 5.6: Stömungskarten für das nördliche Somalibecken. Dargestellt ist die mittlere Tiefenströmung zwischen der Profiltiefe und 3800 m aus den Pegasus und LADCP Messungen von den drei FS Meteor Reisen. Die barotrope Gezeitenströmung wurde aus den Geschwindigkeiten korrigiert.

genauigkeit der Pegasusmessungen wurde dagegen nur mit $0,015 \text{ m s}^{-1}$ bestimmt und ist ausreichend klein für eine adäquate Auflösung der Tiefenzirkulation. In der folgenden Beschreibung der Beobachtungen wird daher nur auf Pegasusgeschwindigkeiten eingegangen. Die Strömungskarten für das nördliche Somalibecken und das äquatoriale Somalibecken zeigen Abbildungen 5.6 und 5.7.

Aus den Karten der Tiefenströmung im nördlichen Somalibecken (Abbildung 5.6) für die drei FS METEOR Reisen ergibt sich kein einheitliches großskaliges Zirkulationsmuster. Besonders die LADCP Strömungen zeigen hohe Fluktuationen in Richtung und Betrag zwischen benachbarten Stationen, was durch den hohen Fehler der Messungen be-

dingt ist. Aber auch die Pegasusströmungen ergeben kein einheitliches Bild. Südlich des Kontinentalfußes von Sokotra zeigen die Pegasusdaten im April 1995 (M32/1) schwache südwestliche Strömungen, im zentralen nördlichen Somalibecken waren Strömungen in östlicher Richtung vorhanden. Im Juni waren nördlich von 8°N westliche bis südwestliche Strömungen ausgeprägt. Die Messung bei 7°N zeigte dagegen keine signifikante Tiefenströmung. Im August wurden westliche Strömungen sowohl bei 7°N als auch zwischen 9°N und 10°N festgestellt. Etwas nördlich von 10°N war die Strömung dagegen in südlicher Richtung.

Das durch die Strömungskarten entstandene Bild ist das einer von zeitlichen und räumlichen Fluktuationen geprägten Tiefenzirkulation. Diese Fluktuationen werden durch die in Abschnitt 2.3.3 beschriebenen Rossbywellen und einer in der Tiefe stark erhöhten Energie des internen Wellenfeld hervorgerufen. Die von den Rossbywellen bedingten Strömungsgeschwindigkeiten in der Tiefe des nördlichen Somalibeckens haben Amplituden in der Größenordnung von $0,1 \text{ ms}^{-1}$ (*Eigenheer*, 1997). Diese liegen im Bereich der in den Karten dargestellten Strömungsamplituden. Die Periode der Rossbywellen bestimmte *Eigenheer* (1997) mit 30 bis 40 Tagen, wodurch sich auch die Richtungsänderungen der Strömungen an den Meßpositionen auf den unterschiedlichen Fahrten erklären lassen. In Kapitel 7 wird gezeigt, daß das interne Wellenfeld im nördlichen Somalibecken eine in der Tiefe stark erhöhte kinetische Energie besitzt. Die durch interne Wellen hervorgerufenen Fluktuationen in 4000 m Tiefe haben Strömungsamplituden von $0,02 \text{ ms}^{-1}$ bis $0,04 \text{ ms}^{-1}$. Dem Strömungsfeld der Rossbywellen überlagert sind also zusätzlich energetische Fluktuationen mit kleinen Perioden und kurzen horizontalen Kohärenzlängen.

Die Pegasusgeschwindigkeiten in den Strömungskarten der Tiefenzirkulation am Äquator zeigen im Gegensatz zu denen des nördlichen Somalibeckens ein kohärentes Bild. Im April 1995 war auf $57,5^\circ \text{O}$ zwischen 1°N und 1°S des Äquators eine starke östliche Strömung vorhanden, die maximale Geschwindigkeiten über $0,06 \text{ ms}^{-1}$ bei 1°S erreichte. Die etwas geringeren Strömungen bei 1°N und auf dem Äquator könnten durch die in Lee befindlichen untermeerischen Kuppen bedingt sein. Im Juni war die östliche Strömung abgeklungen, und es zeigte sich eine schwache südliche Strömung. Während M32/6 hatte sich die Strömungsrichtung im Vergleich zum April umgedreht. Südlich von 1°N waren nun südöstliche Strömungen mit Amplituden von $0,03 \text{ ms}^{-1}$ vorhanden.

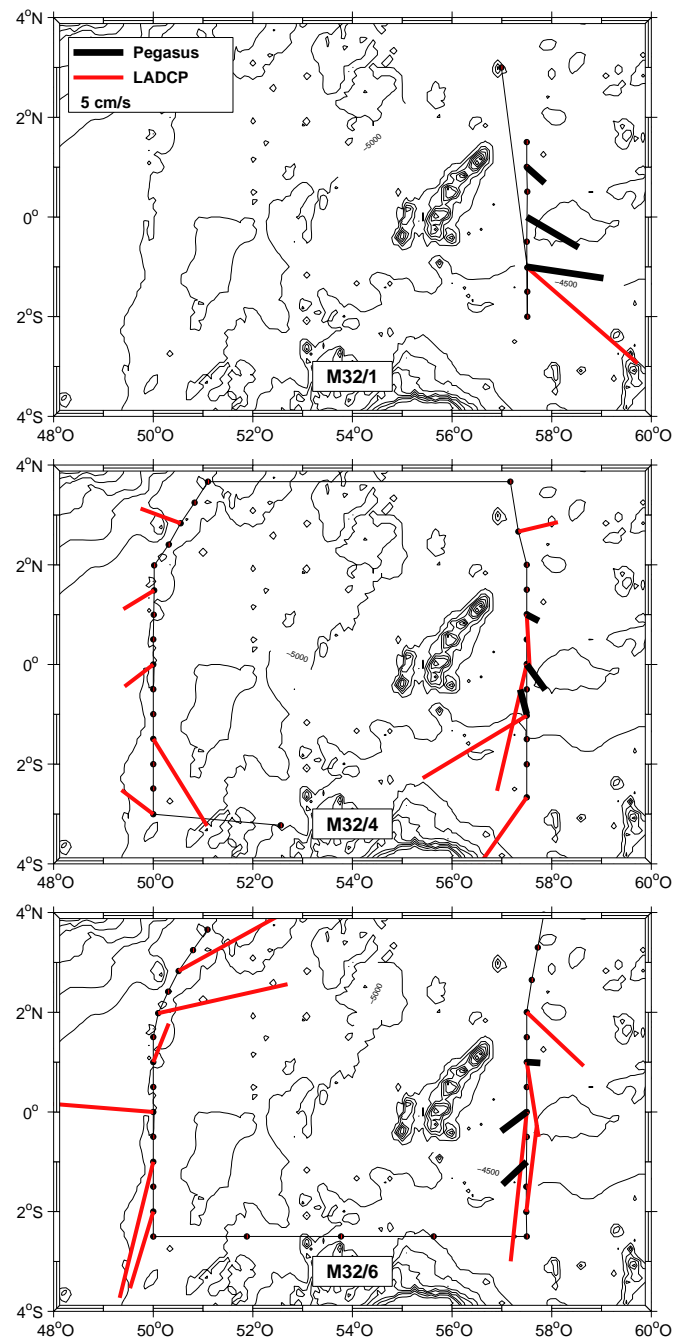


Abbildung 5.7: Stömungskarten der drei FS METEOR Reisen für das äquatoriale Somali-becken.

Werden die drei Momentaufnahmen der äquatorialen Tiefenströmung in Zusammenhang mit dem Zeitpunkt der Datenaufnahme betrachtet, deutet sich ein Jahresgang in der Tiefenzirkulation an. Die Pegasusmessungen wurden auf M32/1 am 15. April durchgeführt. Auf M32/4 wurden die drei äquatorialen Transponderstationen am 7. Juli beprobt, fast drei Monate später. Die östlich gerichteten Strömungen zeigten sich in den Daten der FS METEOR Reise M32/6, die den Äquator bei 57° O am 1. September erreichte, viereinhalb Monate nachdem die starken westlichen Strömungen am Äquator beobachtet wurden. Allerdings kann dieses Signal mit dem hier zur Verfügung stehenden Datensatz nicht signifikant aufgelöst werden. Von *Luyten et al.* (1982) untersuchte Zeitserien aus Verankerungen vom Äquator bei 51° O, 54° O und 57° O zeigten, daß die zonalen Strömungen in Tiefen bei 3500 m durch langperiodische Signale dominiert sind. Ein mögliches Alising eines kurzperiodischen Signals in den hier dargestellten Strömungen ist daher unwahrscheinlich.

Insgesamt läßt sich anhand der aus den Vertikalprofilen der Horizontalströmungen erstellten Strömungskarten keine signifikante Aussage über die Tiefenzirkulation im Somalibecken machen. Im nördlichen Somalibecken ist das Strömungsfeld durch starke Fluktuationen geprägt, die durch Rossbywellen und interne Wellen hervorgerufen werden. Weitere Untersuchungen zum Tiefenrandstrom im nördlichen Teil des Beckens wurden anhand der Zeitserien aus den Verankerungen in Abschnitt 5.2.2 durchgeführt. Im äquatorialen Somalibecken zeigte sich eine nach Westen gerichtete Strömung in den Pegasusdaten von April 1995. Dagegen war im September 1995 eine östliche Strömung vorhanden, so daß auch hier keine Aussage über eine Ausbreitung des Tiefenwassers getroffen werden kann. Nach einer Beschreibung der äquatorialen Deep Jets werden weiterführende Untersuchungen zum Tiefenrandstrom im nördlichen Somalibecken vorgestellt.

5.1.4 Äquatoriale Deep Jets

Zwischen 2° N und 2° S am Äquator befinden sich vertikale kleinskalige Strömungskerne, die überwiegend in der zonalen Geschwindigkeitskomponente ausgeprägt sind. Sie treten in Tiefen unterhalb von 500 m in allen äquatorialen Ozeanen auf, sind aber im Atlantik und Pazifik nur bis in Tiefen von 2000 m vorhanden (*Ponte und Luyten*, 1990; *Muench et al.*, 1994). Im Indischen Ozean werden sie dagegen auch in größeren Tiefen beobachtet. Das in der vertikalen Richtung oszillierende Strömungsfeld der Deep Jets südlich von Sri Lanka bei $80,5^{\circ}$ O verdeutlicht Abbildung 5.8.

Das Verhalten der Deep Jets wurde anhand der Pegasus und CTD Daten bei 80° O und bei 57° O untersucht. Die Ergebnisse der Untersuchungen der 80° O sind bereits in einer separaten Publikation beschrieben und wurden von den Gutachtern zur Veröffentlichung empfohlen (*Dengler und Quadfasel*, zur Veröffentlichung eingereicht, 1999). Hier

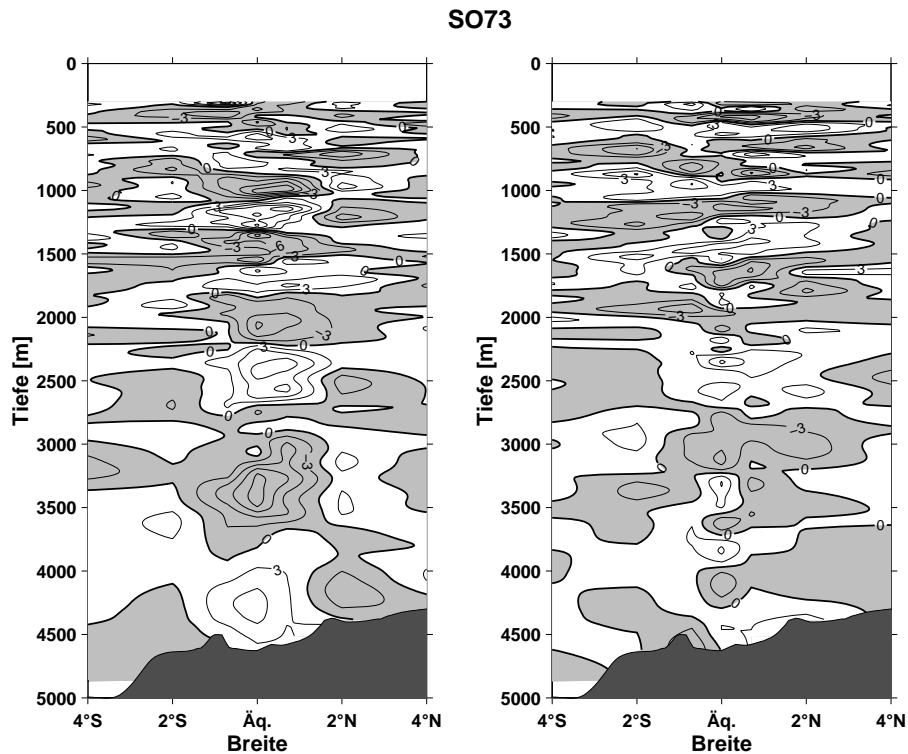


Abbildung 5.8: Meridionale Struktur des Geschwindigkeitsfeldes der hohen baroklinen Moden (> 10) bei $80,5^\circ$ O. Links ist die zonale Geschwindigkeit, rechts die meridionale Geschwindigkeit dargestellt. Östlich und nördlich gerichtete Strömungen sind grau unterlegt. Das Konturintervall beträgt 3 cm s^{-1} .

wird eine kurz Zusammenfassung der Ergebnisse gegeben.

Für eine Bestimmung der vertikalen Skalen der Deep Jets wurden die Horizontalgeschwindigkeiten nach vertikalen Moden entwickelt. Die vertikalen Moden wurden anhand des lokalen Schichtungsprofils mit einem numerischen Verfahren berechnet, welches vom Institut für Meereskunde Kiel zur Verfügung gestellt wurde. Die Entwicklung nach den vertikalen Moden wurde für jedes Profil separat durchgeführt. Für die Darstellung der baroklinen Strömungen am Äquator in Abbildung 5.8 wurden die höheren vertikalen Moden der Entwicklung wieder zu Strömungsprofilen zusammengesetzt.

Die Energieverteilung der Modenzerlegung der innerhalb von einem Breitengrad am Äquator aufgenommenen Profile von 80° O zeigte ein ausgeprägtes Maximum zwischen der 15. und 17. Vertikalmode der zonale Strömungskomponente. Dieses Maximum entspricht einer mittleren vertikalen Wellenlänge von 660 sm (stretched meter).

Die in der Vertikalen oszillierende Tiefenströmung im Somalibecken bei $57,5^\circ$ O hat geringfügig kleinere Vertikalskalen als die Deep Jets bei $80,5^\circ$ O. Die Modenzerlegung zeigt hier ein Maximum in der zonalen Geschwindigkeitskomponente zwischen der 18. und 21. Vertikalmode, welches einer mittleren Wellenlänge von 510 sm entspricht.

Ein Verhalten der Deep Jets im Indischen Ozean, welches sich von den Atlantischen und Pazifischen Deep Jets unterscheidet, ist die zeitliche Umkehrung der Strömungsrichtung aller Stromkerne. Dieses wurde sowohl bei den Deep Jets im Somalibecken als auch bei den 80° O Deep Jets festgestellt. Im Somalibecken vollzog sich die Umkehrung der Deep Jets zwischen den Reisen M32/1 und M32/6. Während M32/1 wurden maximale Strömungen von $0,04 \text{ m s}^{-1}$ in den Stromkernen am Äquator beobachtet. Die vertikale Struktur der Strömungen war dagegen während M32/4 kaum noch vorhanden. Vereinzelte Stromkerne in der oberen Wassersäule hatten ihre Strömungsrichtung umgekehrt. Unterhalb von 1500 m waren die Strömungen geringer als $0,01 \text{ m s}^{-1}$. Dagegen waren die Strömungen der Deep Jets in den während M32/6 aufgenommenen Daten sehr stark ausgeprägt. Alle Stromkerne zeigten im Vergleich zu M32/1 eine Richtungsumkehr mit maximalen Geschwindigkeiten von über $0,06 \text{ m s}^{-1}$ in den Jets.

Eine Kohärenzanalyse der Pegasusprofile wurde anhand von schichtungsskalierten Horizontalgeschwindigkeiten durchgeführt (Hayes, 1975). Die Kreuzspektren wurden aus an gleichen Positionen aufgenommenen Profilen berechnet. In dem Wellenlängenband zwischen 491 sm und 567 sm tritt mit 95% Wahrscheinlichkeit eine von null verschiedene Kohärenz nur zwischen den Reisen M32/1 und M32/6 auf (Tabelle 5.1). Dies ist die einzige Schätzung, die statische Signifikanz aufweist.

Die Deep Jets bei 80° O zeigten besonders zwischen den Daten aus der 73. Reise und der 88 Reise von FS SONNE eine hohe Kohärenz. Eine Phasenumkehrung der Deep Jets bei 80° O wurde zwischen den Pegasusdaten aus dem Januar 1991 (SO73) und den Daten von Juli 1993 (SO88) beziehungsweise September 1994 (FR8/94) beobachtet. Zwischen SO88 und FR8/94 wurde keine Phasenunterschied beobachtet. Diese Phasenumkehrung ist in Einklang mit der Phasenumkehrung der Deep Jets von 55° O. Die meridionale Verteilung der spektralen Energiedichte des 660 sm Wellenlängenbandes zeigt eine gute Übereinstimmung mit einer äquatorialen Rossbywelle in der ersten und dritten Meridionalmode (Dengler und Quadfasel, zur Veröffentlichung eingereicht, 1999).

Tabelle 5.1: Kohärenzen und Phasen für die vertikalen Wellenlängenintervalle zwischen 491 sm und 567 sm. Das 95% Vertrauensintervall für eine von Null verschiedene Kohärenz ist 0,938.

Reisen	M324-M321	M324-M326	M326-M321
zonale Kohärenz	0,419	0,754	0,965
meridionale Kohärenz	0,798	0,608	0,573
zonale Phase [°]	121(-59)	55	176 (-4)
meridionale Phase [°]	112	63	-48
Meßabstand [Tage]	83	51	134

5.2 Die Tiefenzirkulation im nördlichen Somalibecken

In diesem Abschnitt wird die Tiefenzirkulation im nördlichen Somalibecken weiterführend untersucht. Zuerst werden Untersuchungen zum Austausch von Tiefenwasser zwischen dem Somalibecken und dem Arabischen Becken vorgestellt. Anschließend werden die Zeitserien der Verankerungen im Tiefenwasserer genauer analysiert. Es wird gezeigt, daß ein schwacher Randstrom am nördlichen Kontinentalabhang zu finden ist, dessen Transport abgeschätzt wird.

5.2.1 Bilanzen über den Arabisch-Indischen Rücken

Die in Kapitel 4 beschriebene Methode zur Berechnung von absoluten Transporten wurde zur Abschätzungen der Zonalzirkulation im nördlichen Somalibecken entlang des auf allen drei Meteorreisen bemessenen Schnitts zwischen 7°N und 11°N verwendet. Die hydrographischen Daten entlang des Schnitts grenzen im Norden an die Küste von Sokotra und im Süden an den Ausläufer des Chainrückens, wodurch der Bereich unterhalb der Schwellentiefe der Owen Bruchzone ein durch die Topographie abgeschlossenes Gebiet darstellt. Das zonale Transportungleichgewicht in größeren Tiefen stellt daher den Austausch von Tiefenwasser im nördlichen Somalibecken über den Arabisch-Indischen

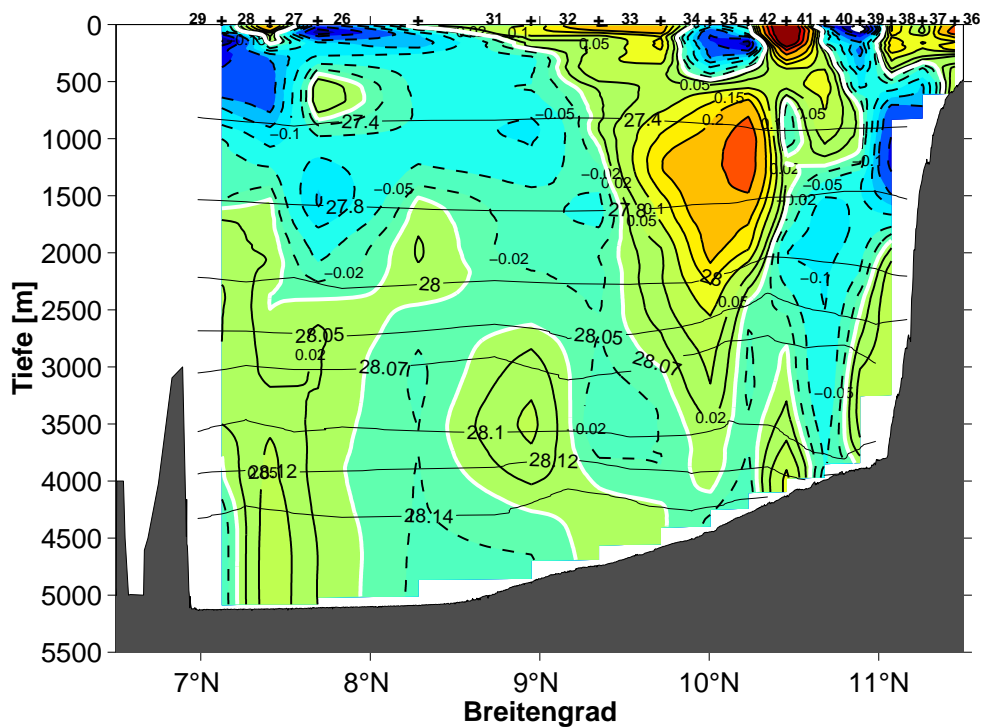


Abbildung 5.9: Geostrophische Strömungen im nördlichen Somalibecken während M32/4. Die Isolinien stellen neutrale Dichteflächen dar.

Rücken dar.

Als Referenzierung der geostrophischen Geschwindigkeit wurde die barotrope Strömungskomponente der LADCP-Daten senkrecht zur Schnittachse verwendet. Die ageostrophische Strömung wurde, wie in Abschnitt 4.3 beschrieben, anhand der ADCP Daten abgeschätzt. Die barotrope Gezeitenströmung während der LADCP Datenaufnahme wurde aus harmonischen Konstanten der nächstgelegenen Verankerung berechnet. Weiterhin wurde der in Abschnitt 4.5 bestimmte systematische Fehler der LADCP Daten berücksichtigt.

Eine Darstellung der geostrophischen Geschwindigkeitsverteilung entlang des Schnitts im Juni ist in Abbildung 5.9 gegeben. Die bereits anhand der Strömungskarten festgestellte starke Variabilität in der Tiefenströmung wird durch die geostrophischen Berechnung weiter bestätigt. Besonders im Norden zwischen 10° N und dem Kontinentalabhang sind starke Geschwindigkeitsänderungen durch mesoskalige Wirbel deutlich, die zwischen den einzelnen Fahrten stark variieren. Zur Darstellung der Topographie in Abbildung 5.9 wurden die auf der M32/4 Reise aufgenommenen bathymetrischen Daten verwendet. Anhand dieser zeigt sich eine Datenlücke zwischen dem Chainrücken und der südlichsten Station der Reise, die bei den meridional integrierten Transporten berücksichtigt werden muß. Außerdem wird deutlich, daß durch das Gefälle des Meeresbodens nach Süden hin Datenlücken in Bodennähe auftreten.

Die Korrektur der Datenlücken in Bodennähe wurde mit einem in Wunsch (1996) beschriebenen Verfahren durchgeführt. Dabei wurden die entstandenen Bodendreiecke durch lineare Extrapolation der Salzgehalt- und Temperaturprofile aufgefüllt und mit der darüberliegenden geostrophischen Geschwindigkeit referenziert. Dieses Verfahren wurde allerdings nur bei Tiefendifferenzen von kleiner als 500 m angewendet. Die Ergebnisse der

Tabelle 5.2: Nettovolumentransporte bei verschiedenen Korrekturen der barotropen Geschwindigkeit unterhalb von $\gamma = 28,12 \text{ kg m}^{-3}$.

Fehler durch	Nettovolumentransporte in Sv		
	M32/1	M32/4	M32/6
Tiefenlücken	0,45	-0,31	0,42
südliche Datenlücke	-0,55	-0,28	-0,18
Gezeiten	-0,88	1,75	3,14
Ageostrophie	1,39	1,05	2,24
LADCP Fehler	2,43	2,86	2,91
alle drei	3,15	3,85	5,29
bei Durchführung aller Korrekturen	0,66	0,29	0,90

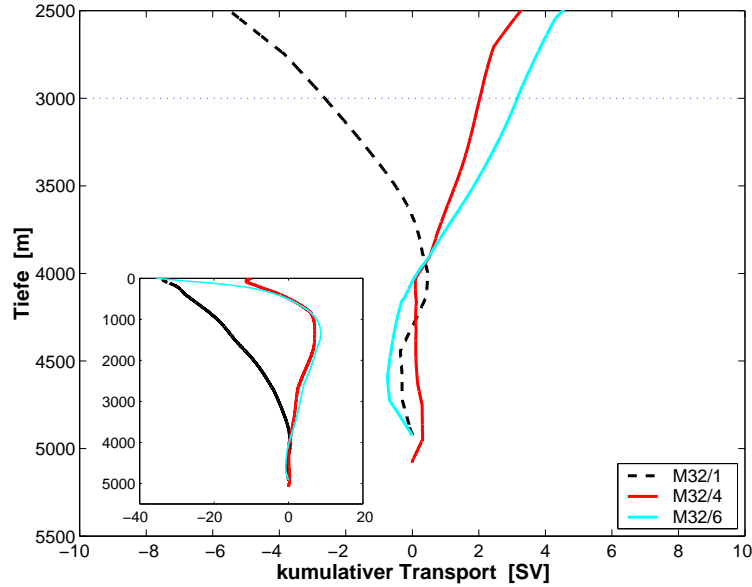


Abbildung 5.10: Auf Isobathen gemittelte kumulative geostrophische Transporte zwischen 7° und 11° N im nördlichen Somalibecken.

Extrapolation sind nahezu identisch mit der Methode von Jakobsen und Jensen (1926). Die Datenlücke am südlichen Rand wurde mit der Annahme einer sich nach Süden konstant fortsetzenden Geschwindigkeit geschlossen.

Die Einflüsse der verschiedenen Korrekturen auf die Volumenbilanz unterhalb von der neutralen Dichtefläche $\gamma = 28,12 \text{ kg m}^{-3}$ sind in Tabelle 5.2 zusammengestellt. Die Tiefe der Dichtefläche liegt unterhalb von 3800 m, wodurch der Nettotransport verschwinden müßte. Bei der Anwendung von allen Korrekturen ist diese Bedingung nahezu erfüllt. Die größte Imbalance tritt bei M32/6 auf, was aber auch durch die nichtsynoptische Datenaufnahme bedingt sein kann.

Der sich oberhalb von 3800 m ergebende Meridionaltransport über die Schnitte beschreibt den Austausch von Tiefenwasser über den Arabisch-Indischen Rücken zwischen 7° N und der Küste Sokotras. Die auf Isobathen gemittelten kumulativen Transporte zeigt Abbildung 5.10. In Tiefen zwischen 3000 m und 3800 m wurde anhand der Daten der M32/1 Expedition ein westwärtiger Nettotransport von 2 Sv bestimmt. Demzufolge fand ein Eintrom von Tiefenwasser aus dem Arabischen Becken in das Somalibecken statt. Während M32/4 und M32/6 wurde dagegen ein ostwärtiger Nettotransport festgestellt. In Juni wurden 1,9 Sv und im September 3,0 Sv aus dem Somalibecken in das Arabische Becken transportiert.

5.2.2 Zeitserien der Tiefenströmung

Ein Teilkonzept des ICM7 Verankerungsfeldes war die Auflösung eines möglichen Randstroms im nördlichen Somalibecken. Ursprünglich sollten die Verankerungen am östlichen Kontinentalfuß vor der Küste Somalias ausgelegt werden. Aufgrund der damaligen politischen Situation wurde keine Genehmigung für die Befahrung des Somalischen Hoheitsgewässers erteilt. Daher wurde ein Großteil der Verankerungen mit einer Reihe von Rotorströmungsmessern in größeren Tiefen am nördlichen Kontinentalfuß des Beckens ausgelegt. Ein weiterer Strömungsmesser bei 4000 m wurde im Süden des nördlichen Beckens am Chainrücken verankert.

Eine Darstellung der progressiven Vektordiagramme der tiefen Verankerungen im nördlichen Somalibecken ist in Abbildung 5.11 gezeigt. Ein Verdriftungsweg nach Südwesten in der Größenordnung von 850 km beziehungsweise 1100 km während des Veranke-

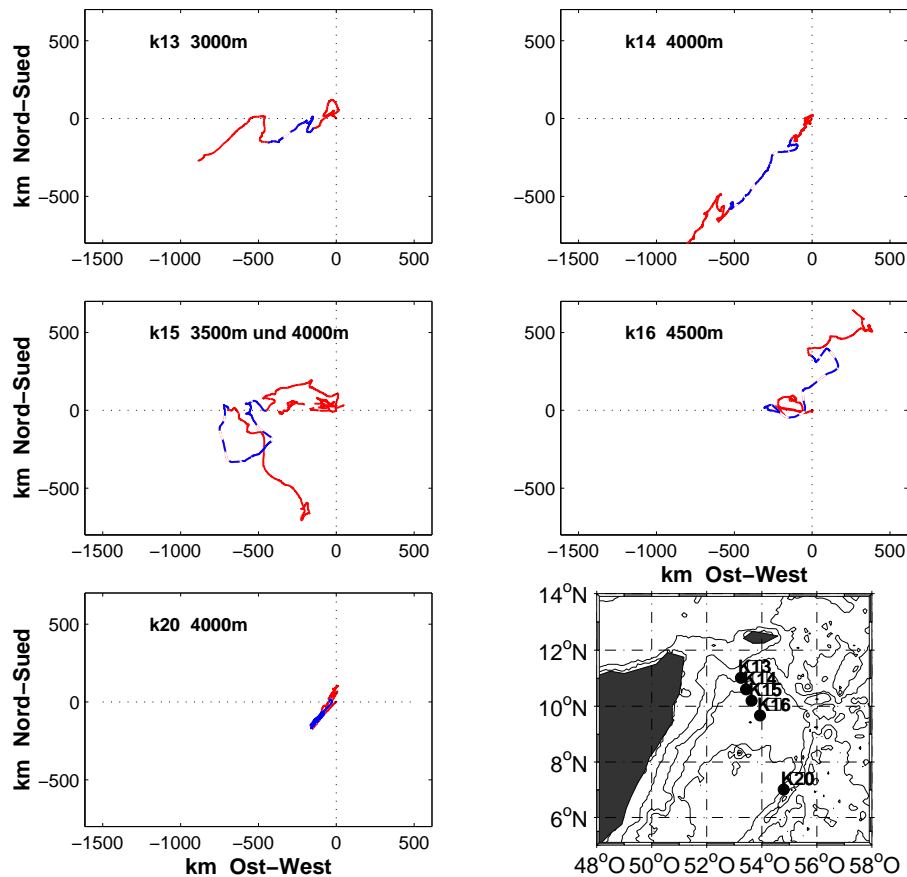


Abbildung 5.11: Darstellung der Verdriftungswege der in größeren Tiefen verankerten Zeitserien aus dem Somalibecken. Eine Übersicht der Verankerungspositionen ist rechts unten gegeben. Die gestrichelten Linienanteile kennzeichnen die Verdriftung während des Nordostmonsuns, die durchgezogenen Anteile die während des Südwestmonsuns.

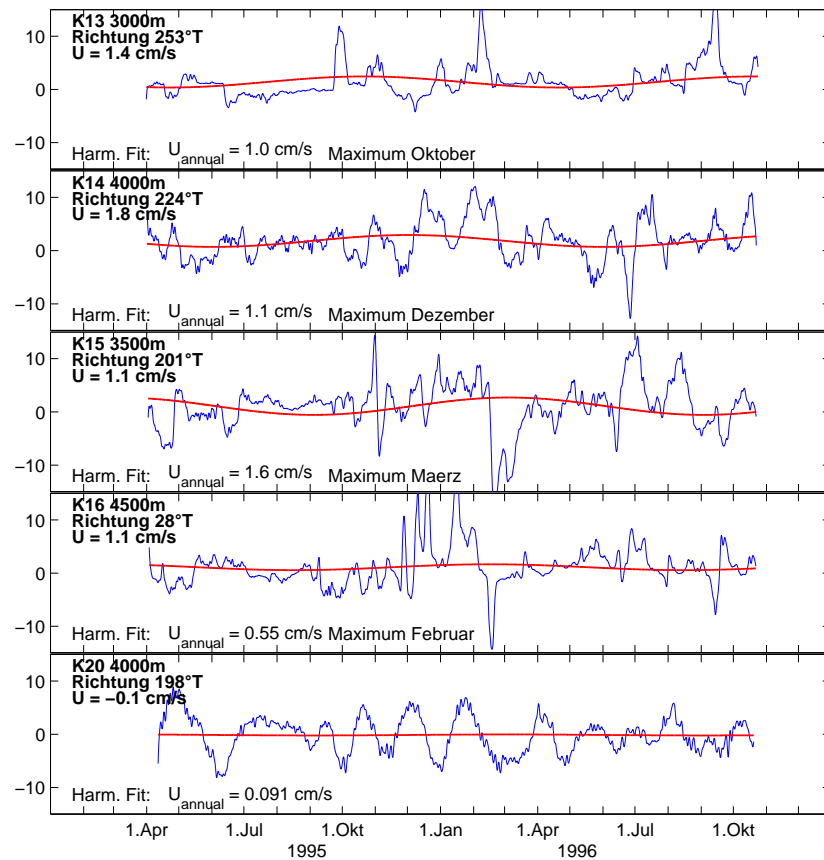


Abbildung 5.12: Darstellung der entlang der Hauptströmungsachse ausgerichteten Zeitserien aus größeren Tiefen des Somalibeckens. Eine harmonische Anpassung des Jahressignals ist über die Zeitserien gelegt dargestellt.

rungszeitraums ist in den Zeitserien aus den Verankerungen K13 und K14 am Kontinentalfuß von Sokotra zu erkennen. Die Richtung der Ausbreitung ist in Übereinstimmung mit der Ausrichtung der lokalen Bodentopographie. Hier ist zu beachten, daß die beiden Zeitserien in unterschiedlichen Tiefen von 3000 m beziehungsweise 4000 m aufgenommen wurden. Unterschiede in der Verdriftung zwischen den beiden Monsunphasen sind nicht festzustellen. Bei K15 ist die Richtung im Mittel immer noch südwestlich. Der Verdriftungsweg von K16 hingegen zeigt eine nach Nordosten gerichtete Strömung mit einer Verdriftung über eine Distanz von ca. 600 km. Dagegen zeigen die Geschwindigkeitsmessungen aus 4000 m der im Süden an der Topographie gelegenen Verankerung K20 über die gesamte Meßdauer von ca. 600 Tagen keine mittlere Verdriftung.

Die Strömungszeitserien entlang der Hauptausbreitungsrichtungen sind in Abbildung 5.12 gezeigt. Die dominanten Signale in den Geschwindigkeitszeitserien sind die durch die Rossbywellen hervorgerufenen Fluktuationen. Dennoch zeigen die Zeitserien aus der Nähe des Kontinentalfußes von Sokotra eine von Null verschiedene mittlere Strömung, die auf

das Vorhandensein eines Randstroms schließen läßt.

Die ausgeprägteste mittlere Strömung ist bei K14 in einer Tiefe von 4000 m zu finden. Die Geschwindigkeit beträgt hier $0,018 \text{ m s}^{-1}$ in südwestlicher Richtung. Dicht am Kontinentalabhang bei K13 in einer Tiefe von 3000 m liegt die mittlere Geschwindigkeit bei $0,014 \text{ m s}^{-1}$. Bei $10^{\circ}10' \text{ N}$, ca. einen Grad südlich des Kontinentalabhangs, ist eine mittlere Strömung von südlicher Richtung mit einer Geschwindigkeit von $0,01 \text{ m s}^{-1}$ vorhanden. Weiter südlich bei K16 beträgt die mittlere Strömung $0,01 \text{ m s}^{-1}$ in nordöstlicher Richtung. Diese Zeitserie stammt allerdings aus einer Tiefe von 4500 m, die an den davon nördlich gelegenen Verankerungen nicht mehr auftritt. Das sich anhand der mittleren Strömungen ergebene Bild der Zirkulation am Kontinentalfuß zeigt die charakteristischen Eigenschaften einer Randstromzirkulation (Abbildung 5.13). An der südlichen Verankerung K20 ist keine mittlere Strömung festzustellen. Hier werden die Tiefenströmungen allein durch die Fluktuationen der Rossbywellen hervorgerufen, die zwar über einen Zeitraum von 10 bis 15 Tagen gleichgerichtete Strömungen darstellen, aber im Mittel zu keinem Transport führen.

Der Strömungskern ist nahe am Kontinentalfuß gelegen und hat einen Durchmesser

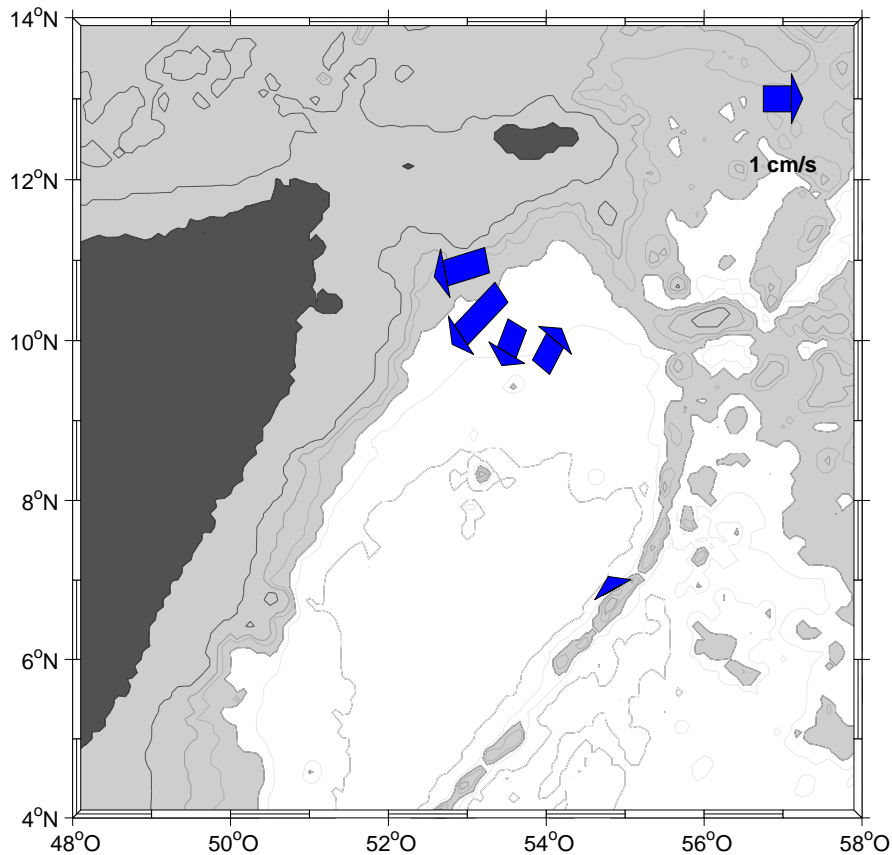


Abbildung 5.13: Mittlere Geschwindigkeitsvektoren der Zeitserien aus dem Tiefenwasser.

von 100 km, was eine typische Ausdehnung für Randströme im Ozean darstellt (vergleiche Abbildung 2.9). Die Geschwindigkeiten fallen zur Beckenmitte hin ab, wobei die dort beobachteten Strömungen die Eigenschaften einer Rezirkulationszelle aufweisen.

Die harmonische Analyse des Jahresgangs der Strömungszeitserien zeigt keine einheitliche Phasenbeziehung. In den nördlichen Verankerungen mit westlich gerichteter mittlerer Strömung zeigen die Anpassungen eine Amplitude von 60% bis 130% der mittleren Strömung. Die Phasen der maximalen Amplitude liegen jedoch mehrere Monate auseinander, wodurch die Glaubwürdigkeit der Anpassungen herabgesetzt wird. Eine mögliche Erklärung für die sich stark unterscheidenden Phasen ist, daß die Amplituden des Jahresgangs zu gering sind, um adäquat aufgelöst zu werden. Das ausgeprägteste Randstromsignal bei K14 zeigt der Jahresgang eine Amplitude von $0,011 \text{ ms}^{-1}$. Diese ist deutlich geringer als die die mittlere Strömung im Randstrom.

5.2.3 Abschätzungen des Randstromtransports

Der Strömungskern des Randstroms am Kontinentalfuß von Sokotra wurde leider nur von zwei verankerten Rotorströmungsmessern voll getroffen (Abbildung 5.14). Ein dritter, welcher in einer Tiefe von 3500 m an der Verankerung K13 wertvolle Informationen über die Strömungen im Kern des Randstroms geliefert hätte, konnte aufgrund eines Propellerverlustes keine Geschwindigkeitsbeträge aufzeichnen. Trotz der geringen Auflösung der Randstromstruktur wird hier eine Transportabschätzung durchgeführt. Die gute Übereinstimmung der Transporte mit den geostrophischen Transportberechnungen wird die Ergebnisse rechtfertigen.

Für die Transportabschätzungen wird vorausgesetzt, daß der Randstromkern der Topographie folgt. Anhand des bathymetischen Datensatzes NGDC TerrainBase wurde die Längsrichtung der Topographie bei 4000 m mit 230° bestimmt. Die mittleren Strömungskomponenten und die Standardabweichung in Längsrichtung sind in Abbildung 5.14 aufgeführt. Die durch die Rossbywellen hervorgerufenen Fluktuationen sind um einen Faktor 4 höher als die Amplitude der Randstromzirkulation. Vier der sechs Zeitserien weisen eine nach Westen gerichtete Strömung auf. Eine Strömungsumkehr findet zwischen K15 und K16 statt. Die vertikale Ausdehnung des Randstroms wurde mit 1000 m angenommen. 66% der Gesamtfläche des Randstroms wurde den Zeitserien von K13 und K14 zu gleichen Anteilen zugeordnet. 33% wurde den beiden Verankerungen von K15 zugeordnet, auch zu gleichen Anteilen. Schließlich wurden die Zeitserien mit der Topographie ausgerichtet, mit den Flächen multipliziert und zu einem Gesamttransport addiert.

Die Berechnungen zeigen starke Fluktuationen des Randstromtransports (Abbildung 5.15). Maximale Transporte von fast 10 Sv werden vorübergehend im November erreicht, östliche Transporte erreichen Werte von über 5 Sv. Der über den Auslegungszeitraum der Verankerungen bestimmte Mittelwert des Transports betrug 1,4 Sv. Dieser Wert liegt in

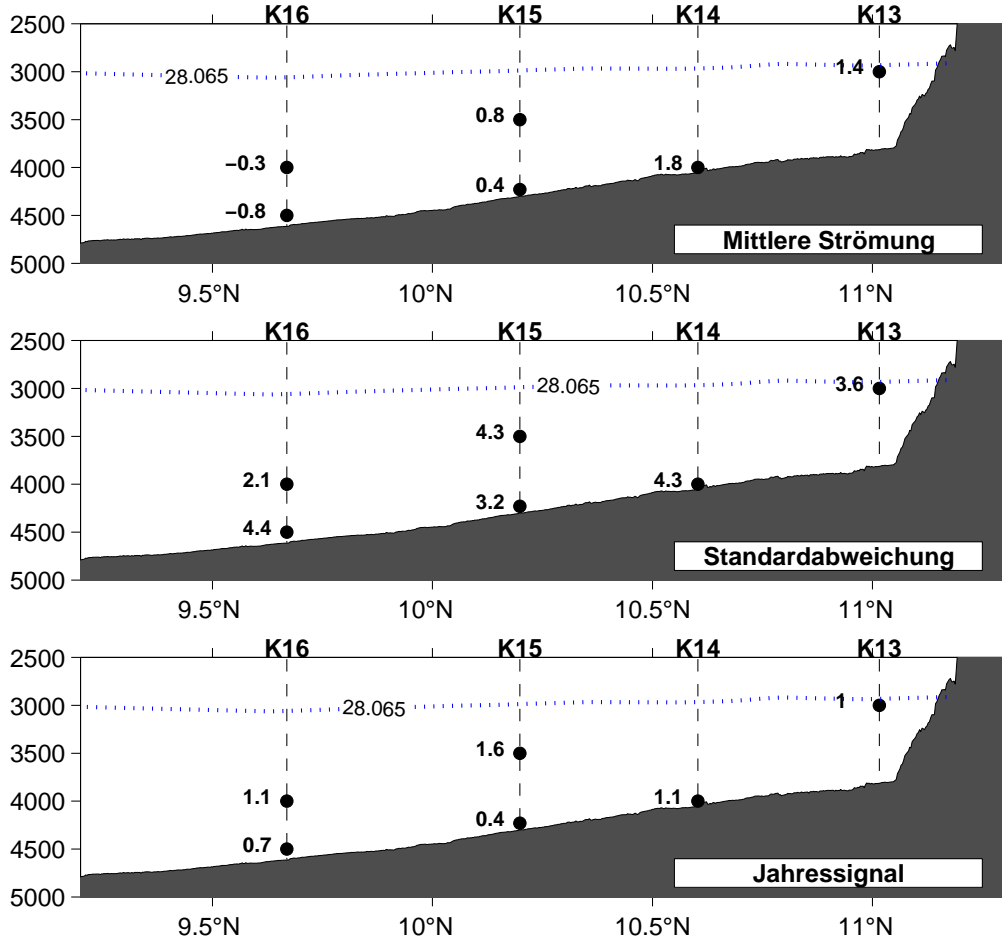


Abbildung 5.14: Vertikalverteilung der längs der Topographie gerichteten mittleren Strömung, deren Standardabweichung und die Amplitude der harmonischen Entwicklung des Jahressignals. Die Längsrichtung der Topographie wurde mit 230° (von Ost) bestimmt. Die gepunktete Linie kennzeichnet die für die geostrophischen Transportberechnungen verwendete Isolinie der neutralen Dichte $\gamma = 28,065 \text{ kg m}^{-3}$.

der Größenordnung des von *Johnson et al.* (1998) bestimmten Transports des Tiefenwassereinstroms in das Somalibecken durch die Amirantenpassage.

Eine Überprüfung der aus den Verankerungszeitserien erhaltenen Transporte wurde anhand der in Kapitel 4 beschriebenen Methode zur Berechnung von absoluten Transporten durchgeführt. Dabei wurden die bereits in Abschnitt 5.2.1 beschriebene Verfahrensweise angewendet. Die Ausdehnung des Randstroms wurde in horizontaler Richtung auf den Bereich von 10° N bis zum Kontinentalabhang begrenzt. In der Vertikalen wurde die neutrale Dichtefläche $\gamma = 28,065 \text{ kg m}^{-3}$ und die Profiltiefe verwendet. Die Gesamtfläche ist vergleichbar zu der in die Transportberechnung der Verankerungen eingegangene Fläche. Lücken am Boden wurden bei der Transportberechnung durch Bodendreiecke aufgefüllt. Die geostrophischen Berechnungen des Randstromtransports in Ausbreitungs-

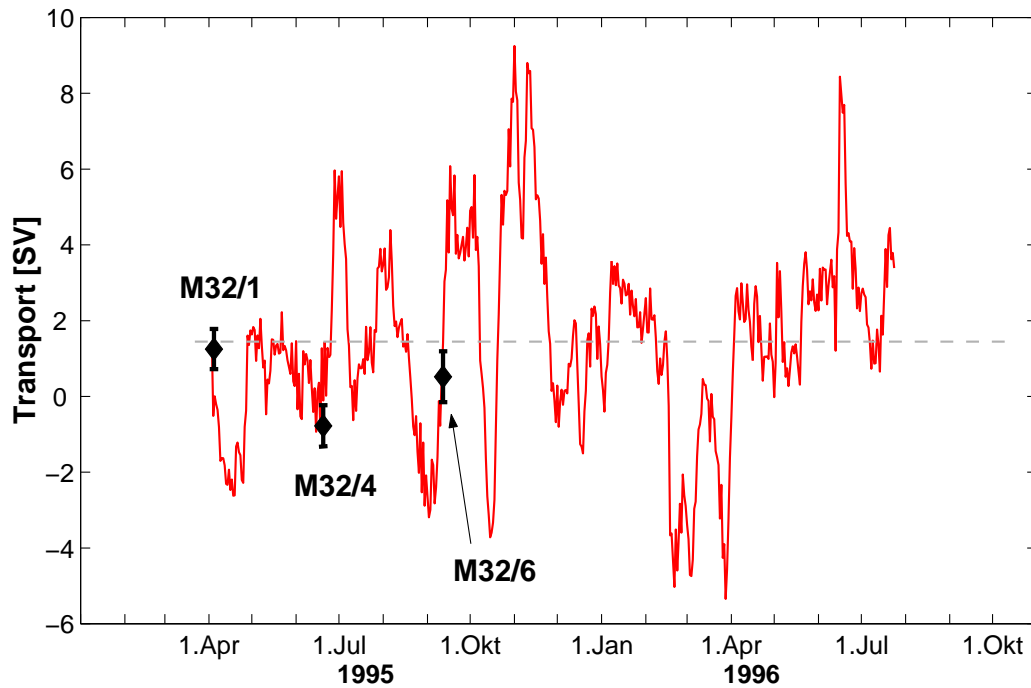


Abbildung 5.15: Aus den Verankerungen abgeschätzter Transport des Tiefenrandstroms entlang der Topographie am Kontinentalfuß von Sokotra. Die Karos kennzeichnen den aus den geostrophischen Berechnungen abgeschätzten Transport aus den einzelnen FS METEOR Reisen. Der über die Meßdauer gemittelte Transport betrug 1,4 Sv (grau gestrichelte Linie).

richtung ergaben $(1,25 \pm 0,55)$ Sv aus den M32/1 Daten, $(-0,78 \pm 0,53)$ Sv aus den M32/4 Daten und $(0,52 \pm 0,67)$ Sv aus den während M32/6 aufgenommenen Daten. Die Fehlerbestimmung wurde durch die Transportfehler zwischen den einzelnen Stationen aus Gleichung (4.13) ermittelt.

Die Ergebnisse der geostrophischen Transportbestimmungen zeigen eine sehr gute Übereinstimmung mit den aus den Verankerungen bestimmten Transporten. Die aus den M32/1 und M32/6 Daten bestimmten Transporte ergeben im Rahmen des Fehlers der Abschätzung keine Abweichung zu den Verankerungstransporten. Nur der aus den M32/4 Daten berechnete Transport ist geringfügig niedriger als der während der Datenaufnahme aus den Verankerungen bestimmte Wert. Die gute Übereinstimmung der voneinander unabhängigen Abschätzungen bekräftigt die Abschätzung des Tiefenrandstromtransports anhand Zeitserien der Verankerungen.

5.3 Diskussion und Zusammenfassung der Ergebnisse

Dieses Kapitel befaßte sich mit der Fortsetzung des Tiefenrandstroms im Somalibecken. Mit Hilfe der Verankerungsdaten konnte ein schwacher westlicher Randstrom am Kon-

tinentalfuß von Sokotra festgestellt werden. Der mittlere Transport des Randstroms beträgt 1,4 Sv. Dieser Transport liegt in der Größenordnung des von *Johnson et al.* (1998) bestimmten Einstroms in das Somalibecken. Der Randstromtransport weist starke Fluktuationen mit Zeitskalen von 30 bis 40 Tagen auf. Diese Variabilität erklärt die unterschiedlichen Ergebnisse früherer Untersuchungen. Die geringfügige saisonale Variabilität, die im Randstrombereich festgestellt wurde, ist als Anhalt für eine Strömungsumkehr nicht ausreichend.

Mit dem Randstrom ist eine zyklonale Tiefenzirkulationszelle im nördlichen Somalibecken verbunden. Die beobachtete Tiefenzirkulation steht damit im Einklang mit der von *Stommel und Arons* (1960b) entwickelten Modellvorstellung, welche einen schwachen westlichen Randstrom an dem Kontinentalfuß von Sokotra prognostiziert (Abbildung 2.11).

Ein am Äquator von *Johnson et al.* (1991b) vermuteter kontinuierlich nach Osten setzender Randstrom konnte nicht gefunden werden. Die zeitliche und räumliche Datenabdeckung war allerdings nicht ausreichend, um eine Ausbreitung des Tiefewassers entlang des Äquators auszuschließen.

Die Untersuchungen haben gezeigt, daß sich ein in das nördliche Somalibecken fortsetzender Tiefenrandstrom finden läßt. Der hier bestimmte Transport des Randstroms unterstützt die Beobachtung eines erhöhten Einstroms in das Somalibecken. Dies wirft die Frage auf, warum ca. 5% des im globalen Ozean zirkulierende Tiefenwassers in das Somalibecken strömen, dessen Volumen weniger als 2% des tiefen Ozeans einnimmt. Dieser Frage wird in den nächsten beiden Kapiteln nachgegangen.

6. Parameterisierungen der vertikalen Vermischung und äquatoriale Untersuchungen

In diesem Abschnitt werden verschiedene Methoden zur Bestimmung der vertikalen Vermischung aus Feinstrukturdaten vorgestellt. Diese werden anhand von Untersuchungen zur vertikalen Vermischung im äquatorialen Bereich des Indischen Ozeans verdeutlicht. Teile der hier beschriebenen Untersuchungen sind von dem Autor in Zusammenarbeit mit D. Quadfasel bereits in einer separaten Publikation eingereicht, die von den Begutachtern zur Veröffentlichung empfohlen wurde *Dengler und Quadfasel* (zur Veröffentlichung eingereicht, 1999).

Motiviert durch das Vorhandensein von Schichten mit niedriger Stabilität im Bereich des Äquators im Indischen Ozean, konnte bereits in *Dengler* (1995) das Auftreten von dynamisch instabilen Schichten gezeigt werden. Die Untersuchungen in diesem Abschnitt sollen feststellen, ob die vertikale Vermischung am Äquator des Indischen Ozeans im Vergleich zu der Vermischung in mittleren Breiten erhöht ist.

Zuerst werden mögliche Prozesse, die zu einer erhöhten diapyknischen Vermischung im äquatorialen und nordwestlichen Indischen Ozean führen könnten, diskutiert und eingeschränkt. Es folgt eine spektrale Beschreibung des internen Wellenfeldes im Ozean und dessen dynamisches Gleichgewicht. Schließlich werden Parameterisierungen der Dissipation und des vertikalen Austauschcoeffizienten dargelegt.

6.1 Vertikale Vermischung im Ozean

Die diapyknische Vermischung im Ozean wird durch molekulare Diffusion von Salz und Temperatur hervorgerufen. Turbulente Bewegungen verstärken die lokalen Gradienten dieser Größen und sind daher maßgebend für die Größenordnung der vertikalen Vermischung im Ozean. Diese Bewegungen finden auf vertikalen Skalen in der Größenordnung von einigen Metern bis zu Millimetern statt. Der Skalenbereich, auch als Mikrostruktur des Ozeans bezeichnet, kann mit dem für diese Arbeit zur Verfügung stehendem Datensatz nicht aufgelöst werden. Die Turbulenz bezieht jedoch ihre Energie aus der Feinstruktur des Ozeans, die vertikale Skalen zwischen 1 m bis zu 100 m aufweist und mit dem Datensatz hinreichend aufgelöst werden kann. Das quantitative Verständnis der Feinstrukturparameter für die Beschreibung von Turbulenz hat in den letzten Jahren

große Fortschritte gemacht, so daß heute die vertikale Vermischung mit hoher Genauigkeit aus Feinstrukturmessungen bestimmt werden kann.

Die für die Aufrechterhaltung der Turbulenz im Ozean verantwortlichen Prozesse lassen sich in die Themenbereiche dynamische Instabilitäten und doppeldiffusive Konvektion gliedern. Ein Überblick über die einzelnen Prozesse ist in *Thorpe* (1987) oder *Dengler* (1995) gegeben. Untersuchungen von doppeldiffusiver Vermischung im Tiefenwasser des Indischen Ozeans sind von *You* (1999) durchgeführt worden. Anhand des 1994 zusammengestellten Levitus CTD-Datensatzes zeigte er, daß durch Salzfingerbildung, Cabbeling und thermobarische Prozesse (Änderung der Kompressibilität aufgrund Temperaturänderungen) ein Auftrieb aus dem Tiefenwasser in 3500 m Tiefe von 0,2 Sv über den gesamten Indischen Ozean nördlich von 32° S zu erwarten ist. Dieser Wert beträgt 1/50 des durch den Einstrom zu erwartenden Auftriebs allein im Somalibecken. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß die vertikale Vermischung in der Tiefe aufgrund doppeldiffusiver Prozesse im Untersuchungsgebiet vernachlässigbar ist.

In einem stabil geschichteten Ozean, entfernt von der Meeresoberfläche und dem direkten Einfluß des Meeresbodens, wird eine erhöhte ozeanische Turbulenz in Zusammenhang mit einer erhöhten vertikalen Geschwindigkeitsscherung in der Feinstruktur beobachtet (*Gregg*, 1989; *Polzin et al.*, 1995). Es wird daher angenommen, daß die Kelvin-Helmholtz Instabilität den wichtigsten dynamischen Prozeß für die Aufrechterhaltung der Turbulenz darstellt (z.B. *Toole und Schmitt*, 1987; *Kunze et al.*, 1990; *Polzin et al.*, 1996b). Die Feinstruktur des vertikalen Scherungsfeldes im tiefen Ozean wird fast ausschließlich von internen Trägheitsschwerewellen hervorgerufen. Eine Parameterisierung der durch dynamische Prozesse hervorgerufenen Turbulenz muß daher entweder die Vermischung dynamisch über die Energiekaskade der internen Trägheitsschwerewellen beschreiben, oder die vertikale Vermischung aus dem kinematischen Zustand des lokalen internen Wellenfeldes ableiten.

Als Motivation der im Folgenden vorgestellten Parameterisierungen wird zuerst auf grundlegende Eigenschaften des internen Wellenfeldes eingegangen. Vor der Darlegung der Parameterisierungen dynamischer Instabilitäten werden Modelle vorgestellt, die die Wechselwirkungen zwischen internen Wellen beschreiben und damit die Grundlage der Parameterisierung von vertikaler Vermischung durch interne Wellen geliefert haben.

6.2 Interne Trägheitsschwerewellen im tiefen Ozean

Die Existenz von Oszillationsbewegungen im tiefen Ozean ist erstmals von *Nansen* (1902) vermerkt worden. Heute ist das Auftreten der Fluktuationsbewegungen in allen Teilen des Ozeans bestätigt worden oder besser, es ist unmöglich sie nicht zu beobachten. Für den an großskaligen Prozessen interessierten Ozeanographen werden sie als Störung auf-

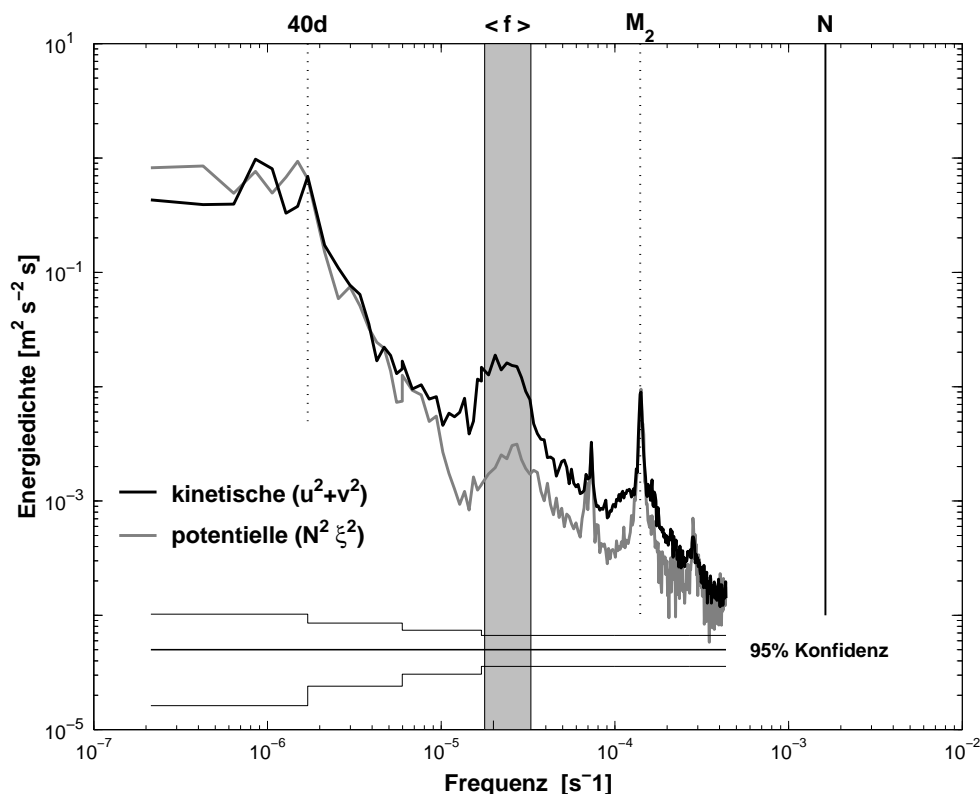


Abbildung 6.1: Frequenzspektrum der Geschwindigkeit und der vertikalen Auslenkung ($N\xi$) berechnet aus den barotropen gezeitenkorrigierten Zeitserien des nördlichen Somalibeckens aus 2000 m Tiefe. Die vertikale Auslenkung wurde anhand der Temperaturzeitserien der Verankerungen mit der Beziehung $\xi = \frac{T - \bar{T}}{\partial \bar{T} / \partial z}$ berechnet. $\partial \bar{T} / \partial z$ wurde aus den an den Verankerungen gemessenen CTD-Daten bestimmt. N - Brunt-Väisälä-Frequenz, M_2 - Frequenz der M_2 Gezeit, f - Trägheitsfrequenz (7° N bis 11° N), 40d - 40 tägige Periode (Rossbywellen).

gefaßt. Sie sind charakterisiert durch ein in Zeit und Raum oszillierendes Verhalten des Geschwindigkeitsfeldes, des Druckfeldes und des Dichtefeldes und haben typische Zeitskalen in der Größenordnung von Stunden und Horizontalskalen im Bereich von Kilometern.

Die hydrodynamischen Gleichungen mit ozeanischen Randbedingungen lassen eine Vielzahl von Lösungen verschiedener Typen von Wellen zu, die zum Bewegungsfeld des tiefen Ozeans beitragen. Dieses ist in Abbildung 6.1 verdeutlicht. Die Tatsache, daß mit den Oszillationen der horizontalen Geschwindigkeit auch vertikale Dichteausslenkungen einhergehen, zeigt den internen Wellencharakter der Fluktuationen auf.

Einen wesentlichen Beitrag zu der Varianz des Bewegungsfeldes im Ozean liefern die baroklinen Gezeitenströmungen, die durch den sprunghaften Anstieg der Energiedichte oberhalb der Trägheitsfrequenz deutlich werden (in Abbildung 6.1 mit M_2 gekennzeichnet). Das durch die internen Gezeiten hervorgerufene Geschwindigkeits- und Dichtefeld ist überwiegend auf lange Schwerewellen in niedrigen Vertikalmoden zurückzuführen (z.B.

Schott, 1977; Hendry, 1977). Sie tragen daher nur geringfügig zur Feinstruktur des ozeanischen Bewegungsfeldes bei. Einen weiteren wesentlichen Beitrag liefern interne Trägheitsschwerewellen, die im Ozean auch mit sehr kleinen Vertikalskalen beobachtet werden. Aufgrund der Bedeutung dieses Wellentyps für die vertikale Vermischung werden die Trägheitsschwerewellen im Folgenden auch kurz als interne Wellen bezeichnet.

In einem kontinuierlich geschichteten inkompressiblen Ozean lassen sich die wesentlichen Eigenschaften der internen Wellen aus den linearisierten Bewegungsgleichungen unter Berücksichtigung der beiden Rückstellkräfte Corioliskraft und Schwerkraft sowie des Druckgradienten verstehen. Für einen konstant geschichteten Ozean ($N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}} = \text{konst.}$) unter Verwendung der Boussinesq Approximation kann gezeigt werden, daß die Trägheitsschwerewellen einen limitierten Frequenzbereich zwischen

$$f [1 + O(4\Omega^2/N^2)]^{1/2} < \omega < N [1 + O(4\Omega^2/N^2)]^{1/2}$$

einnehmen (z.B. *LeBlond und Mysak, 1978*). Hier ist Ω die Winkelgeschwindigkeit der Erde. Der durch die Zonalkomponente der Corioliskraft bedingte Term $O(4\Omega^2/N^2)$ ist für einen realen Ozean aufgrund $N \gg 2\Omega$ sehr klein.

Ein Grund für das Auftreten von internen Wellen im tiefen Ozean liegt an ihrer Fähigkeit vertikal zu propagieren. Die Neigung der Ausbreitungsrichtung zur Vertikalachse des Ozeans ist dabei anhängig von der Frequenz des Wellenpakets. Interne Wellen mit einer Frequenz im Bereich von $f \ll \omega \leq N$ haben eine fast vertikale Gruppengeschwindigkeit. Die Gruppengeschwindigkeit einer Welle mit einer Frequenz im Bereich der Trägheitsfrequenz hat dagegen nur eine kleine Vertikalkomponente. Wellen in diesem Frequenzbereich weisen eine mit der Tiefe zirkular polarisierte Horizontalgeschwindigkeit auf, die Rückschlüsse auf die Richtung der vertikalen Phasenausbreitung zuläßt (*Leaman und Sanford, 1975*). Eine antizyklonale zirkulare Polarisierung auf der Nordhalbkugel zeigt einen in die Tiefe gerichteten Energietransport an.

Weitere besondere Eigenschaften interner Wellen ergeben sich durch den eingeschränkten Frequenzbereich. Wellenpakete mit niedrigen Frequenzen können nicht beliebig weit polwärts propagieren, sondern werden an einer kritischen Breite ($\omega = f$) reflektiert. In der Tiefe kann ihre Existenz aufgrund der Abnahme von N ebenfalls kritisch werden. Bewegt sich ein Wellenpaket in einer Hintergrundströmung, so wird die Frequenz aufgrund des Dopplereffekts verschoben. In einer Scherströmung kann es daher vorkommen, daß die Energie der Welle von der Strömung oder der Schichtung absorbiert wird. Eine ausführliche Beschreibung dieser Prozesse ist z.B. in *Munk (1981)* oder in *LeBlond und Mysak (1978)* gegeben.

6.2.1 Eine spektrale Beschreibung des internen Wellenfeldes

Obwohl sich aus der Betrachtung einzelner Gruppen von internen Wellen interessante Verhaltenseigenschaften ableiten lassen, ist eine solche Darstellung des internen Wellenfeldes für den Ozean ungeeignet. Die Energieverteilung in Abhängigkeit der Frequenz in Abbildung 6.1 macht deutlich, daß die im Ozean auftretenden internen Wellen keine ausgezeichneten Frequenzen besitzen, sondern ein Frequenzkontinuum zwischen f und N einnehmen. Eine adäquate Beschreibung der Parameter des internen Wellenfeldes ist daher die spektrale Darstellung.

Hierzu entwickelten *Garrett und Munk* (1972) ein semi-empirisches diagnostisches Modell für interne Wellen, welches durch spätere Beiträge (*Garrett und Munk*, 1975; *Cairns und Williams*, 1976; *Munk*, 1981) modifiziert wurde. Dem Modell liegen die linearisierten, Boussinesq approximierten Bewegungsgleichungen unter Vernachlässigung der horizontalen Coriolisterme zugrunde. Die Lösungsparameter des Modells wurden dabei an Beobachtungen angepaßt. In vielen Vergleichstudien wurden die Lösungen des Modells anhand Daten validiert (z.B. *Wunsch*, 1976; *Wunsch und Webb*, 1979), so daß es heute als repräsentativ für den mittleren Zustand des internen Wellenfeldes betrachtet werden kann. Lokal kann das interne Wellenfeld natürlich von dem mittleren Zustand abweichen. Die Voraussetzung für eine erhöhte vertikale Vermischung ist gerade eine im Vergleich zu dem Modell von *Garrett und Munk* (1972) erhöhte spektrale Dichte des Wellenfeldes. Die Lösungen werden daher in den entsprechenden modifizierten Formen als Referenz für das im Untersuchungsgebiet vorgefundene interne Wellenfeld verwendet.

Das interne Wellenfeld in Abhängigkeit der Frequenz

Die im Ozean vorgefundene Verteilung der Energiedichte der Horizontalgeschwindigkeiten und der vertikalen Auslenkung der Dichteschichtung in Abhängigkeit der Frequenz der internen Wellen ist proportional zur ω^{-2} (Abbildung 6.2). Gegenüber dieser Proportionalität ist allerdings die kinetische Energiedichte im Bereich der Trägheitsfrequenz und die potentielle Energiedichte im Bereich der Brunt-Väisälä-Frequenz erhöht. Interne Wellen mit niedriger Frequenz haben damit ein erhöhtes Verhältnis von kinetischer zu potentieller Energie im Gegensatz zu internen Wellen mit hohen Frequenzen.

Das Modell von *Garrett und Munk* (1972) mit der Modifikation von *Munk* (1981) beschreibt die Frequenzspektren der Horizontalgeschwindigkeit ($\Phi_u(\omega)$) und der vertikalen Auslenkung ($\Phi_\zeta(\omega)$) in dimensionsbehafteter Form mit

$$\Phi_u(\omega) = \frac{2}{\pi} E_{GM} b^2 N_0 N_{(z)} f \omega^{-2} \frac{\omega^2 + f^2}{\omega \sqrt{\omega^2 - f^2}} \left[\frac{\text{m}^2 \text{s}^{-2}}{\text{rad s}^{-1}} \right] \quad (6.1)$$

und

$$\Phi_\zeta(\omega) = \frac{2}{\pi} E_{GM} b^2 \frac{N_0}{N_{(z)}} f \omega^{-2} \frac{\omega^2 - f^2}{\omega \sqrt{\omega^2 - f^2}} \left[\frac{\text{m}^2}{\text{rad s}^{-1}} \right] \quad (6.2)$$

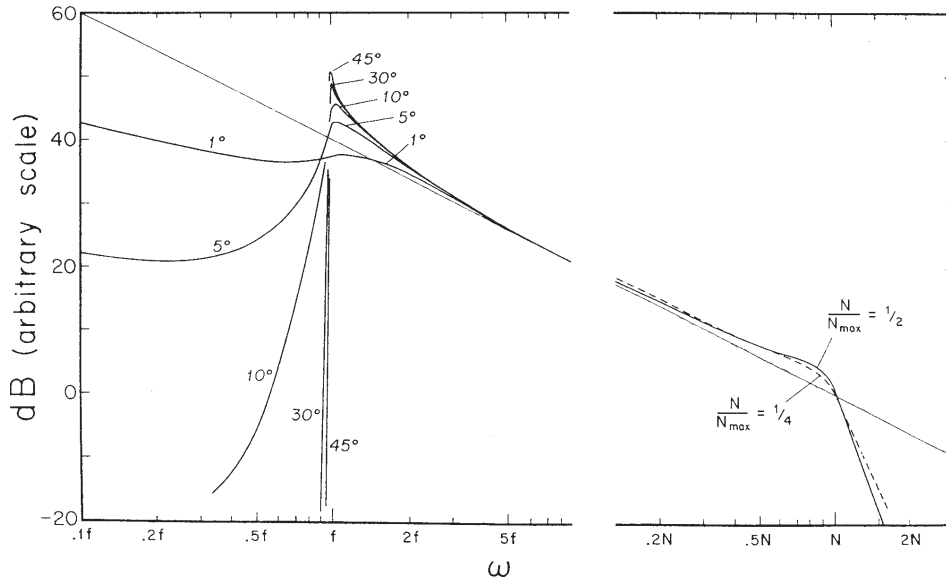


Abbildung 6.2: Frequenzspektren der Horizontalgeschwindigkeit (links) und der vertikalen Auslenkung des Dichtefeldes (rechts) der internen Wellen für verschiedene Breitengrade. (Aus *Munk* (1981)).

wobei $E_{GM} = 6.3 \times 10^{-5}$ die dimensionslose Energiekonstante und $N_0 = 5.24 \times 10^{-3}$ eine Referenzgröße der Brunt-Väisälä-Frequenz darstellt. b stellt das Verhältnis aus der vertikalen Ableitung der Dichte zu der zweiten vertikalen Ableitung der Dichte nach der Tiefe dar und wird Skalierungstiefe der Thermoklinen genannt. Der von *Garrett und Munk* (1972) benutzte Wert $b=1300$ m stimmt sehr gut mit den Berechnungen mit im Somalibecken durchgeführten Berechnungen überein. Die Frequenz ω ist hier die Kreisfrequenz ($\omega = 2\pi/T$), was durch die Einheit rad verdeutlicht wird. Die lineare Abhängigkeit des Frequenzspektrums (6.1) von der lokalen Trägheitsfrequenz ist aufgrund der äquatornahen Beobachtungen von *Wunsch und Webb* (1979) und *Eriksen* (1980) eingeführt worden (*Munk*, 1981). Die Varianz des Frequenzspektrums wird dadurch unabhängig vom Breitengrad.

Die Tiefenabhängigkeit des Frequenzspektrums wird in Gleichung (6.1) durch den Schichtungsparameter $N_{(z)}$ ausgedrückt. Werden die Frequenzspektren der in verschiedener Tiefe gemessenen Zeitserien mit $N_{(z)}^{-1}$ skaliert, sollten sie vergleichbare Energieniveaus aufweisen. Eine Bestätigung dieser Parameterisierung verdeutlicht Abbildung 6.3. Gegenüber dem GM81-Frequenzspektrum sind die Energieniveaus der Frequenzspektren der Zeitserien südlich von Sri Lanka etwas erhöht. Am Äquator bei 80° O ist das Energieniveau um einen Faktor 10 höher als das Modellspektrum. *Eriksen* (1980) erklärte das Auftreten von im Vergleich zum Modellspektrum erhöhten Energieniveaus am Äquator durch das Vorhandensein von meridional gefangenen äquatorialen Trägheitsschwerewel-

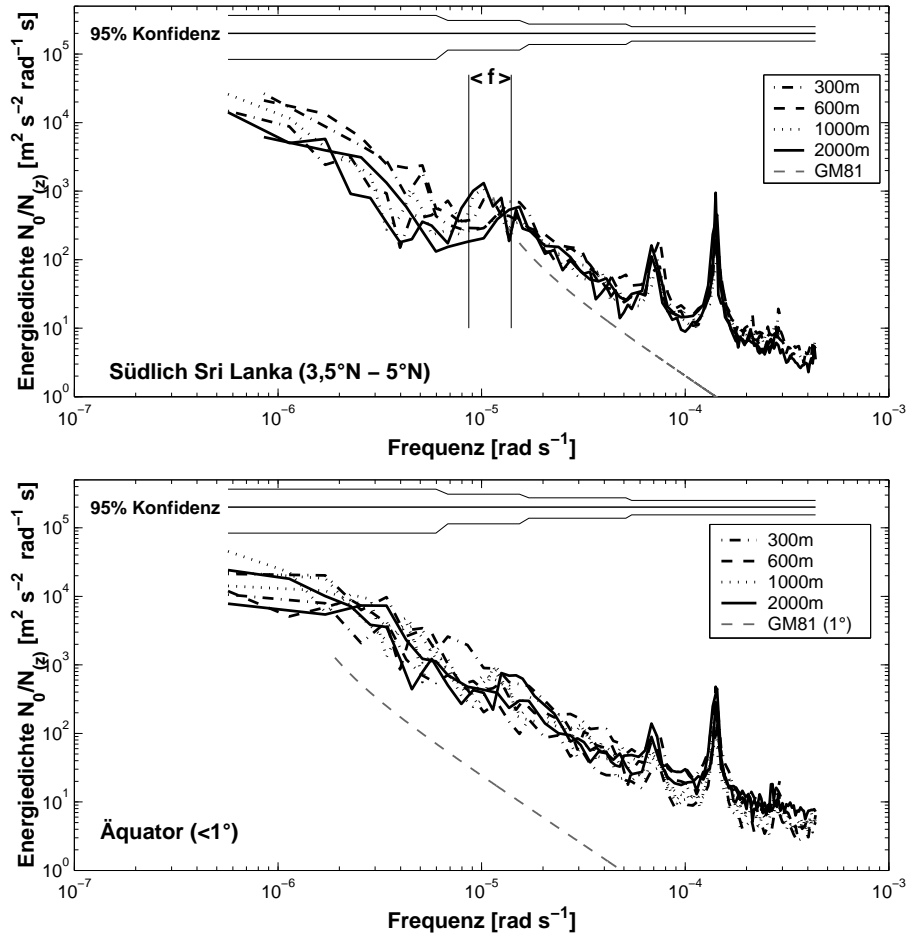


Abbildung 6.3: N_z skalierte Frequenzspektren der Horizontalgeschwindigkeiten für verschiedene Tiefen. Oben dargestellt sind die Energiedichten der um die barotrope Gezeit korrigierten Zeitserien von Verankerungen K4 und K5 südlich Sri Lankas; unten dargestellt sind die Energiedichten der äquatorialen Verankerungen (K7, K8 und K9). f kennzeichnet den Bereich der Trägheitsfrequenz, die gestrichelte Linie repräsentiert Gleichung (6.1).

len.

Für Frequenzen zwischen der Trägheitsfrequenz und der eintägigen Gezeit ist der Abfall der Spektren in beiden Darstellungen in Übereinstimmung mit dem Modell. Für höhere Frequenzen zeigt sich jedoch eine ω^{-1} Abhängigkeit der Energiedichte. *Eriksen* (1980) beobachtete ein ähnliches Verhalten der Geschwindigkeitsspektren aus Zeitserien von Verankerungen, die bei 60°O im Indischen Ozean ausgelegt waren. Er vermutete, daß Wechselwirkungen zwischen baroklinen Gezeiten einen signifikanten Beitrag zum hochfrequenten Anteil des Energiespektrum liefern könnten. Eine weitere Möglichkeit ist, daß das Abklingen der Spektren durch den Einfluß von Meßfehlern zustande kommt, da die spektralen Energiedichten in diesem Bereich sehr klein sind.

Das interne Wellenfeld in Abhängigkeit der vertikalen Wellenzahl

Die Eigenschaften des internen Wellenfeldes in Abhängigkeit von der vertikalen Wellenzahl lassen sich sowohl an der Horizontalgeschwindigkeit und der vertikalen Auslenkung als auch an deren Ableitungen nach der Tiefe erläutern. Da letzteres bedeutender für die Parameterisierung der Vermischung ist, wird hier nur kurz auf die Horizontalgeschwindigkeit und vertikale Auslenkung eingegangen.

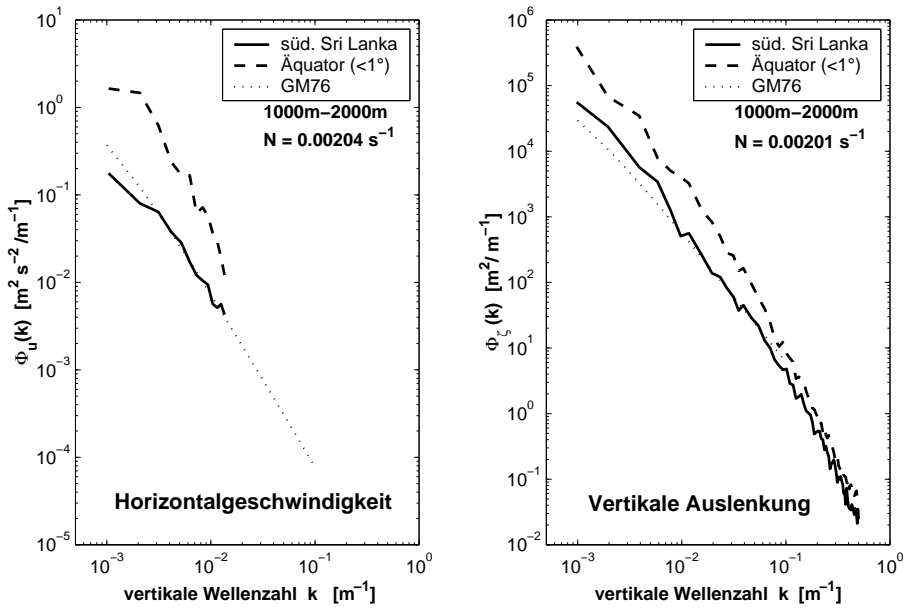


Abbildung 6.4: Vertikale Wellenzahlspektren der Horizontalgeschwindigkeit (links) und der vertikalen Auslenkung des Dichtefeldes (rechts). Die Garrett und Munk Modellkurve (GM76) ist jeweils gepunktet eingezeichnet. Die gestrichelte Kurve kennzeichnet die Spektren der am Äquator aufgenommenen Pegasus und Temperaturprofile, die durchgezogene Kurve die Spektren der südlich von Sri Lanka aufgenommenen Daten.

Die vertikalen Wellenzahlspektren der Horizontalgeschwindigkeit und der vertikalen Dichteausslenkung des GM-Modells werden hier mit der Modifikation von *Cairns und Williams* (1976) angegeben.

$$\Phi_u(k) = \frac{3 E_{GM} b^3 N_0^2}{j_*} \frac{1}{(1 + k/k_*)^2} \left[\frac{\text{m}^2 \text{s}^{-2}}{\text{m}^{-1}} \right] \quad (6.3)$$

und

$$\Phi_\zeta(k) = \frac{E_{GM} b^3}{j_*} \left(\frac{N_0}{N} \right)^2 \frac{1}{(1 + k/k_*)^2} \left[\frac{\text{m}^2}{\text{m}^{-1}} \right] \quad (6.4)$$

wobei j_* eine dimensionslose Skalierungsgröße der vertikalen Modenzahl und k_* die Skalierungsgröße der vertikalen Wellenzahl darstellt. *Cairns und Williams* (1976) überprüften

das Modell anhand Temperaturzeitserien aus Bojenmessungen. Dabei wurde die beste Übereinstimmung zwischen Modell und den Messungen für die Skalierungsgröße j_* mit einem Wert von 3 festgestellt. Die vertikale Wellenzahl k ist durch:

$$k = \frac{j}{\pi b} \frac{N}{N_0} \quad [\text{m}^{-1}] \quad (6.5)$$

mit der Modenzahl verknüpft. Durch diesen Zusammenhang ist auch k_* bestimmt.

Die Energiedichten der Horizontalgeschwindigkeit und der vertikalen Auslenkung in Abhängigkeit der vertikalen Wellenzahl an den in Abbildung 6.3 verwendeten Verankerungspositionen sind in Abbildung 6.4 dargestellt. Die Spektren der Horizontalgeschwindigkeit wurden aus den Pegasusprofilen bestimmt, die aufgrund der Tiefpassfilterung keine höheren Wellenzahlen auflösen. Die vertikale Auslenkung wurde aus den Temperaturprofilen der CTD Daten bestimmt. Das Berechnungsverfahren der vertikalen Auslenkung wird in Abschnitt 6.2.2 erläutert.

Die Form der Energiedichten des GM-Modells zeigt eine gute Übereinstimmung mit den aus den obrigen Daten bestimmten Spektren (Abbildung 6.4). Das Energieniveau der äquatorialen Messungen ist in beiden Darstellungen höher als das aus GM76 zu erwartende, die Messungen zwischen $3,5^\circ \text{ N}$ und 5° N stimmen dagegen gut mit dem Modell überein.

Der Wellenzahlbereich von Gleichung (6.3) und (6.4) ist nicht eingeschränkt. Aus Messungen ist jedoch bekannt, daß die Energiedichte für $k > k_0$, wobei $k_0 \approx 1/10 \text{ m}$, stärker als k^{-2} abfällt. Dies verdeutlichen auch die Energiedichten der vertikalen Auslenkung in Abbildung 6.4. Der Grund für die Änderung der Form der Wellenzahlspektren läßt sich jedoch genauer am Scherspektrum und dem Spannungsspektrum erläutern.

Die vertikalen Scher- und Spannungsspektren interner Wellen

Die Ableitung nach der Tiefe eines Profils der Horizontalgeschwindigkeit liefert das Scherprofil. Genauso behandeln läßt sich ein Vertikalprofil der vertikalen Auslenkung der Dichteschichtung. Die resultierende Größe wird hier Spannungsprofil genannt, frei übersetzt aus dem englischen Wort *strain*. Das durch interne Wellen hervorgerufene Scherungsfeld der Horizontalgeschwindigkeit des Ozeans steht im engen Zusammenhang mit der vertikalen Vermischung. Das Scherungsfeld stellt dabei den Impulsgradienten dar, der für die Vermischung zur Verfügung steht.

Ein universelles Scherspektrum ist aus Fein- und Mikrostrukturmessungen von *Gargett et al.* (1981) zusammengesetzt worden und in Abbildung 6.5 dargestellt. Für Wellenzahlen kleiner als eine Übergangswellenzahl $k_0 \approx 0,1 \text{ m}^{-1}$ ist die Energiedichte der Scherung konstant. Messungen der Energiedichte haben gezeigt (z.B. *Gargett et al.*, 1981; *Duda und Cox*, 1989), daß sich die Energiedichte in diesem Bereich des Scherspektrums

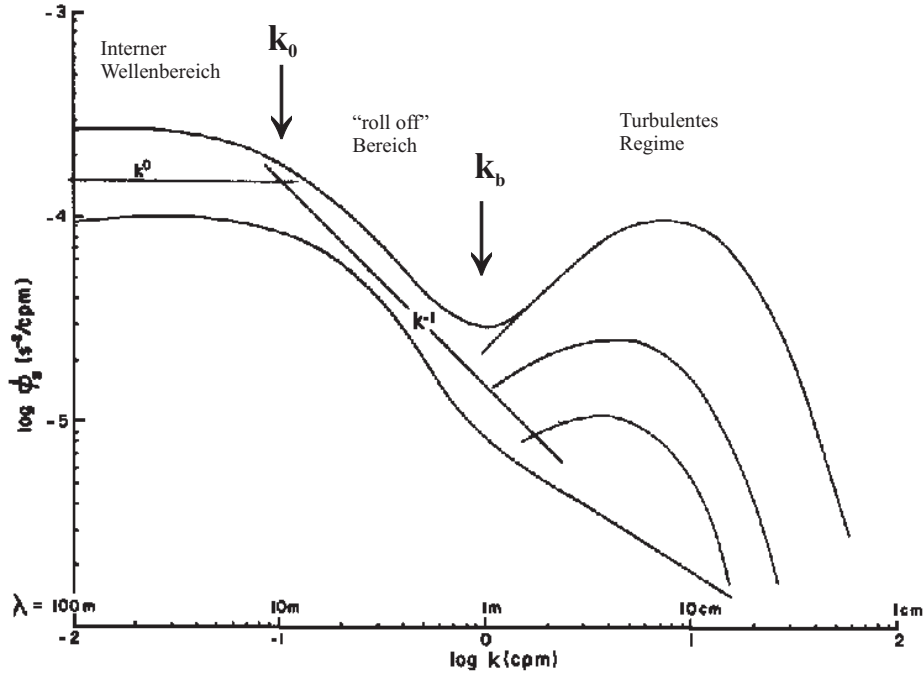


Abbildung 6.5: Spektrum der vertikalen Scherung der Horizontalgeschwindigkeiten als Funktion der vertikalen Wellenzahl. (aus *Garrett et al.* (1981)).

mit der Tiefe proportional zum Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz verhält und damit im Einklang mit der WKBJ-Skalierung steht.

Zwischen $k_0 < k \leq k_b \approx 1 \text{ m}^{-1}$ fällt die Energiedichte mit k^{-1} ab. Dieser Abschnitt wird in der Literatur als der “roll off” Bereich des Spektrums bezeichnet. *Munk* (1981) vermutete, daß die Wellen hier instabil werden und brechen. *Hines* (1991) dagegen zeigte anhand eines Modells, daß starke Wellen-Wellen Wechselwirkungen und eine damit verbundene Dopplerverschiebung der Wellenzahlen zu der in Abbildung 6.5 dargestellten Verteilung der Energiedichte führt. Turbulenzmessungen von *Gregg et al.* (1995) bekräftigten die Erklärung von *Hines* (1991), da sich keine Anzeichen für ein vermehrtes Auftreten von Kelvin-Helmholtz Instabilitäten bei internen Wellen nahe der Übergangswellenzahl zeigten.

Für Wellenzahlen größer als k_b zeigt Abbildung 6.5 eine glockenförmige Verteilung der Energiedichte, die von der Turbulenz im Ozean hervorgerufen wird (*Garrett et al.*, 1981). k_b markiert daher die größte Wellenzahl, die im Ozean von internen Wellen angenommen werden kann.

Die Formulierungen des Scherspektrums und des Spannungsspektrums in Abhängigkeit von der vertikalen Wellenzahl von *Garrett und Munk* (1972) lassen sich aus den Gleichungen (6.3) und (6.4) unter Berücksichtigung des Differentiationssatzes der Fou-

riertransformation gewinnen.

$$\Phi_s(k) = k^2 \Phi_u(k) \quad \left[\frac{\text{s}^{-2}}{\text{m}^{-1}} \right] \quad (6.6)$$

$$\Phi_\lambda(k) = k^2 \Phi_u(\zeta) \quad \left[\frac{1}{\text{m}^{-1}} \right] \quad (6.7)$$

Die Änderung der Steigung des Scherspektrums bei k_0 ist von *Garrett und Munk* (1972) nicht berücksichtigt worden. Die Formulierungen (6.6) und (6.7) gelten daher nur für $k < k_0$. Das Spannungsspektrum weist dem Scherspektrum ähnliche Charakteristiken auf. Für höhere Wellenzahlen als ca. $0,1 \text{ m}^{-1}$ fällt die Energiedichte von einem vorher konstanten Verlauf mit k^{-1} ab. Es bestehen aber fundamentale Unterschiede zu dem Scherspektrum, die weiter unten konkretisiert werden. Der roll off Bereich des Spannungsspektrums endet nicht bei k_b , sondern erstreckt sich bis zum Maximum des turbulenten Scherspektrums (*Gregg et al.*, 1995).

Die Übergangswellenzahl und die konstante Varianz des Scherspektrums

Messungen der Fein- und Mikrostruktur (z.B. *Gargett et al.*, 1981; *Duda und Cox*, 1989) haben gezeigt, daß die Übergangswellenzahl ausschließlich von der Energiedichte des konstanten spektralen Bereichs des Wellenzahlspektrums abhängig ist. Dabei gilt

$$k_0 \approx \frac{N^2}{\Phi_0} \quad (6.8)$$

(z.B. *Gargett*, 1990). Da Φ_0 selbst proportional zum Quadrat der Brunt-Väisälä-Frequenz ist, kann das Produkt aus Übergangswellenzahl und dem schichtungsskalierten Niveau der Scherung als konstant betrachtet werden. In einem energetischen internen Wellenfeld beginnt der roll off Bereich entsprechend bei kleineren Wellenzahlen (Abbildung 6.6).

Aus dem Zusammenhang 6.8 folgt, daß die Varianz der Scherung des internen Wellenfeldes für Wellenzahlen $0 < k \leq k_0$ im Ozean konstant ist.

$$\langle S^2 \rangle = \int_0^{k_0} \Phi_s(k) dk = \Phi_0 k_0 \quad (6.9)$$

Dieses Verhalten legt die Interpretation nahe, daß die internen Wellen aufgrund ihrer Scherung limitiert werden beziehungsweise gesättigt sind. Ist zuviel Scherung im Wellenfeld vorhanden, so verschiebt sich k_0 zu kleineren Wellenzahlen aufgrund starker Wellen-Wellen Wechselwirkungen oder der Instabilität kurzer interner Wellen. *Duda und Cox* (1989) argumentieren, daß dies auch eine Erklärung für die anhand von Daten festgestellte große Variabilität der kinetischen Energie interner Wellen und der dagegen kleinen Variabilität der Scherungsvarianz von internen Wellen ist. Feinstrukturmessungen haben aber auch gezeigt, daß die Energiedichte interner Wellen für $k < k_0$ nicht immer

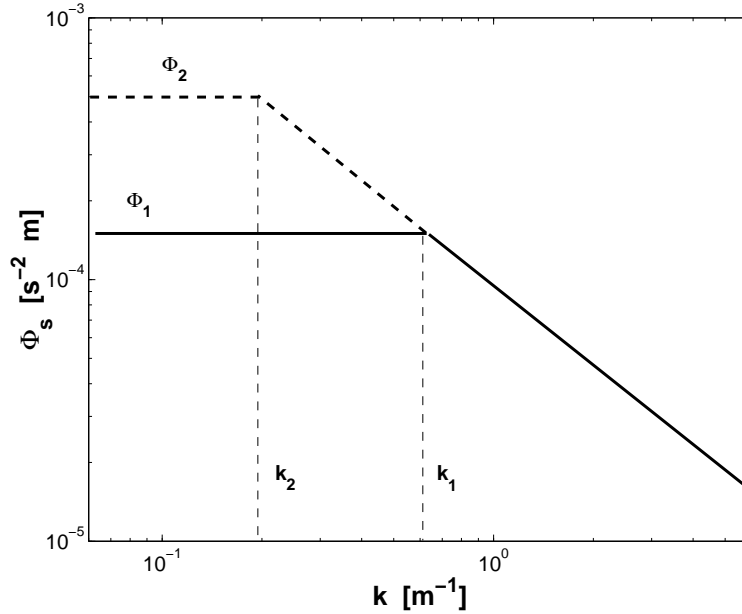


Abbildung 6.6: Schematische Darstellung des Zusammenhangs (6.8) zwischen dem konstanten Scherungsbereich und der Übergangswellenzahl.

unabhängig von der Wellenzahl verteilt ist, sondern auch ansteigen oder abfallen kann (z.B. *Kunze und Sanford*, 1996). Die Gründe für ein solches Verhalten sind bis heute allerdings noch nicht geklärt. Dennoch wird der Zusammenhang (6.9) als gültig für den größten Teil des Ozeans angesehen.

Die Varianz des Scherungsspektrums im GM76 Modell läßt sich aus (6.6) und (6.9) bestimmen. Mit einem Wert von $k_0 = 0,1 \text{ m}^{-1}$ ergibt sich:

$$\int_0^{k_0} \Phi_s dk = 0.7 N^2 \quad (6.10)$$

Obwohl das Spannungsspektrum auch eine Änderung der Steigung aufweist, kann diese nicht in Zusammenhang mit einem Erhaltungssatz gebracht werden. Dies begründet sich mit der Frequenzabhängigkeit des Verhältnisses der potentiellen und kinetischen Energie der internen Wellen.

6.2.2 Das äquatoriale Scher- und Spannungsspektrum

Zur Veranschaulichung der in den vorangegangenen Abschnitten dargelegten Zusammenhänge werden hier Untersuchungen des äquatorialen Scherungsfeldes und Spannungsfeldes vorgestellt. Das äquatoriale interne Wellenfeld ist durch das Verschwinden der Trägheitsfrequenz besonders ausgezeichnet. Die Zunahme der Trägheitsfrequenz nach

Norden und Süden führt zu dem Auftreten von meridional gefangenen internen Wellen. Eine weitere Konsequenz ist ein sehr hohes Verhältnis von potentieller zu kinetischer Energie des internen Wellenfeldes, da reine Trägheitswellen aufgrund des Verschwindens der Corioliskraft nicht auftreten können.

Scherspektren

Wellenzahlspektren der Scherung wurden aus den Pegasusprofilen von 80° O und den äquatorialen Profilen der Meteorreise bei 57° O für die Tiefenintervalle zwischen 1000 m bis 1600 m berechnet. Um die statistische Signifikanz zu erhöhen, wurden die Profile in Gruppen zusammengefaßt. Die Messungen innerhalb von 1° des Äquators, zwischen 1,5° und 2,5° entfernt vom Äquator und die Profile südlich von Sri Lanka zwischen 3,5° N und 5° N bilden jeweils ein Ensemble.

Die in diesem Kapitel dargestellten Spektren sind mit einem Fast Fourier Transformation (FFT) Algorithmus berechnet worden. Vor der Fouriertransformation wurden die ersten und letzten 10% der Profile mit einem 1/2-Kosinus Datenfenster belegt um die Verteilung der spektralen Energie auf benachbarte Wellenzahlen möglichst auszuschließen.

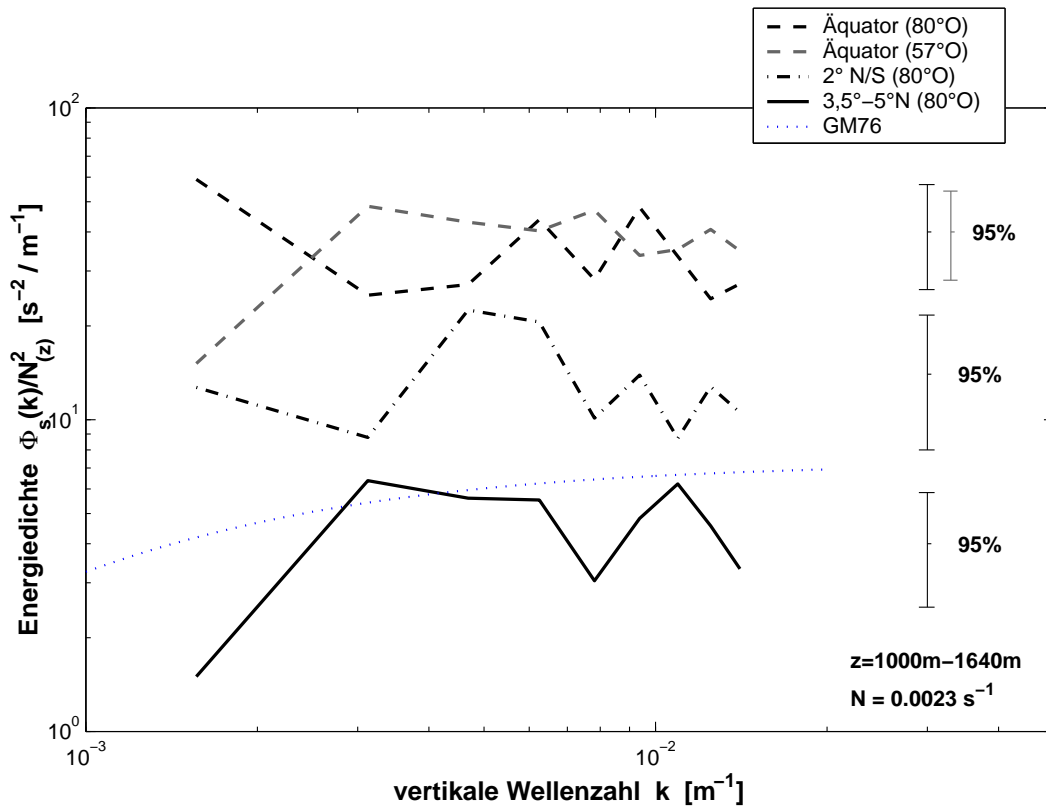


Abbildung 6.7: $N^2_{(z)}$ skalierte Wellenzahlspektren der Scherung für verschiedene Breitengrade.

Tabelle 6.1: Mittlere Energiedichten der Scherung und die nach (6.10) berechnete Übergangswellenzahl.

Ensemble	mittlere Energiedichte Φ_0 ($\text{s}^{-2} \text{m}^{-1}$)	Übergangswellenzahl k_0 [m^{-1}]	Anzahl der Profile (up & down)
$<1^\circ$ (57°O)	1.89×10^{-4}	0.021	9
$<1^\circ$ (80°O)	1.45×10^{-4}	0.024	6
2°N/S (80°O)	6.32×10^{-5}	0.055	5
$3,5^\circ\text{-}5^\circ \text{N}$ (80°O)	2.36×10^{-5}	0.14	6
GM76	3.45×10^{-5}	0.10	-

Das Scherspektrum berechnet sich aus vertikal differenzierten Geschwindigkeitsprofilen und der anschließenden Addition der Komponentenscherspektren.

Die mit dem mittleren Schichtungsparameter skalierten Wellenzahlspektren der Scherung für die verschiedenen Ensembles sind in Abbildung 6.7 gezeigt. Für große Wellenzahlen ist die Auflösung der Pegasusdaten aufgrund der Tiefpaßfilterung bei der Datenauswertung eingeschränkt. Deutlich zu erkennen ist die von der Wellenzahl nahezu unabhängige Energiedichte der Scherung. Das Niveau der Energiedichte der äquatorialen Spektren bei 80°O und 57°O liegt 5 mal höher als das Niveau bei $3,5^\circ\text{-}5^\circ \text{N}$ und 2 bis 3 mal höher als das Niveau bei 2°N/S . Beide äquatorialen Energiedichten sind von vergleichbarer Größenordnung. Die Energiedichten des Spektrums von $3,5^\circ \text{N}$ bis 5°N sind zwischen 1000 m und 1600 m etwas geringer als die Energiedichteverteilung des GM76 Spektrums.

Wird davon ausgegangen, daß sich das mittlere Niveau der Energiedichte aus dem mit den Messungen aufgelösten Teil des Spektrums in dem nicht aufgelösten Wellenzahlbereich fortsetzt, kann die Übergangswellenzahl nach Gleichung (6.10) bestimmt werden. Für das äquatoriale interne Wellenfeld im Indischen Ozean ergeben sich Übergangswellenzahlen größer als $k_0 = 1/40 \text{ m}^{-1}$ (Tabelle 6.1). Im äquatorialen Pazifik berechnete *Gregg et al.* (1995) Übergangswellenzahlen von $k_0 \approx 0,03 \text{ m}^{-1}$ bei 140°W und $k_0 \approx 0,05 \text{ m}^{-1}$ bei 156°W in Tiefenbereichen zwischen 600 m und 960 m. Im Unterschied zu den von *Gregg et al.* (1995) direkt auf dem Äquator durchgeführten Messungen stellen die äquatorialen Übergangswellenzahlen in Tabelle 6.1 einen Mittelwert aus innerhalb von 1° am Äquator durchgeführten Messungen dar. Werden die Berechnungen auf die direkt auf dem Äquator durchgeführte Messungen beschränkt, so ergibt sich eine Übergangswellenzahl von $k_0 \approx 0,015 \text{ m}^{-1}$. Dies impliziert, daß das spektrale Energieniveau des internen Wellenfeldes im äquatorialen Indischen Ozean im Vergleich zum Pazifik mindestens um einen Faktor 2 bis 3 höher liegt.

Spannungsspektren

Der Berechnung der vertikalen Auslenkung aus Temperatur- oder Dichteprofilen liegt die Annahme zu Grunde, daß die Störungen des mittleren Zustandes allein durch interne Wellen hervorgerufen werden. Störungen aufgrund vertikaler Vermischung werden also vernachlässigt. Die vertikale Auslenkung berechnet sich aus den Temperaturprofilen nach der Beziehung

$$\xi = \frac{T - \bar{T}}{\partial \bar{T} / \partial z} \quad (6.11)$$

Das mittlere Temperaturprofil für ein bestimmtes Tiefenintervall kann aus einer linearen Anpassung bestimmt werden (*Eriksen*, 1981). Die Temperaturprofile wurden analog zu den Strömungsprofilen in Ensembles zusammengefaßt. Hier wurde das Tiefenintervall zwischen 1100 m und 1612 m für die Analyse gewählt, da eine Segmentlänge von 2^n für die Fouriertransformation benötigt wird. Die Berechnung der Spannungsspektren wurde in Analogie zu der Berechnung der Scherspektren durchgeführt.

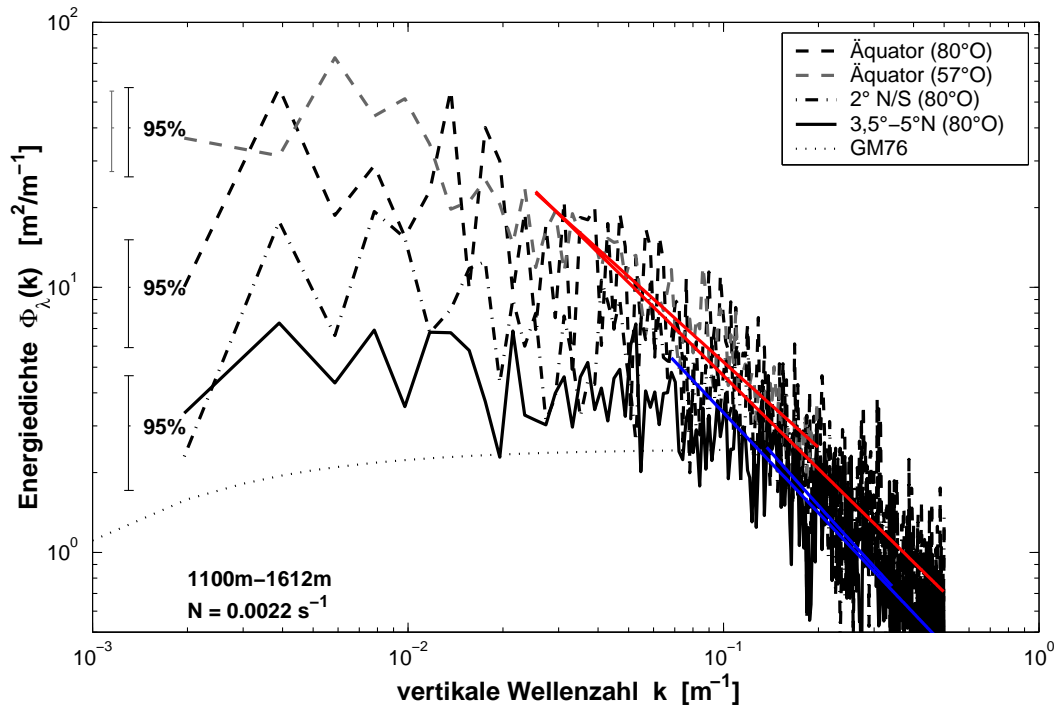


Abbildung 6.8: Mittlere Spannungsspektren der verschiedenen Ensembles.

Die Spannungsspektren in Abhängigkeit der vertikalen Wellenzahl für die verschiedenen Ensembles sind in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Verteilung der Energiedichte der Spannung kann als konstant für kleine Wellenzahlen und mit einer Abnahme proportional zu k^{-1} für größere Wellenzahlen beschrieben werden. Wie auch bei den Scherprofilen

beobachtet wurde, ist das konstante Energiedichteniveau der äquatorialen Spektren fünf mal höher als das des Spektrums bei $3,5^\circ$ - 5° N und 2 bis 3 mal höher als das Niveau bei 2° N/S. Die Energiedichte des $3,5^\circ$ N bis 5° N Ensemble ist hier allerdings um einen Faktor von 1,5 mal höher als das GM76 Spektrum. Dies impliziert ein im Vergleich zum GM76 Spektrum kleineres Verhältnis von potentieller zu kinetischer Energie des äquatorialen internen Wellenfeldes. Während GM76 dieses Verhältnis mit drei beschreibt, zeigt sich hier, daß das Scherungsfeld der internen Wellen nur um einen Faktor zwei gegenüber dem Spannungsfeld erhöht ist. Die in mittleren Breiten üblicherweise vorgefundenen Verhältnisse zwischen potentieller und kinetischer Energie liegen zwischen 4 und 8 (*Toole et al.*, 1994; *Polzin et al.*, 1995).

In dem durch mit zunehmender Wellenzahl abnehmenden Energiedichte gekennzeichneten roll off Bereich des Spannungsspektrums wurde eine Steigung von $k^{-1.1}$ für die äquatorialen Spektren und $k^{-1.2}$ für die Spektren bei 2° N/S und $3,5^\circ$ - 5° N durch Anpassungen gefunden (Abbildung 6.8). Während sich die Anpassungen der letzteren Spektren genau überlagern, ist die Ausgleichsgerade der äquatorialen Spektren zu größeren Wellenzahlen hin verschoben. Dieses Phänomen ist bereits von *Gregg et al.* (1995) anhand Daten aus dem äquatorialen Pazifik beobachtet worden. Die Auswahl des Wellenzahlbereichs für Anpassungen der Ausgleichsgeraden in Abbildung 6.8 wurde anhand der im letzten Abschnitt berechneten Übergangswellenzahlen durchgeführt. Die gute Übereinstimmung der Anpassung mit den Spannungsspektren bestärkt die Abschätzung der Übergangswellenzahl anhand der Pegasusdaten in Tabelle 6.1.

6.2.3 Das dynamische Gleichgewicht interner Wellen im tiefen Ozean

Der in dem vorangegangenen Abschnitt dargelegte Zustand des internen Wellenfeldes resultiert aus einem dynamischen Gleichgewicht zwischen Quellen und Senken der Energie (Abbildung 6.9). Als Hauptenergielieferanten werden das Windfeld und die Gezeiten angesehen, die zu etwa gleichen Anteilen das interne Wellenfeld im tiefen Ozean aufrechterhalten (*Munk und Wunsch*, 1998).

Numerische Untersuchungen haben gezeigt, daß von den direkten atmosphärischen Anregungsmechanismen an der Oberfläche durch veränderliche Druckfelder, Windstressfelder und Temperaturfelder, der Windstress den effektivsten Mechanismus darstellt (*Thorpe*, 1975). Zum Beispiel resultieren aus dem Windstress von Stürmen von der Oberfläche in die Tiefe wandernde interne Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz, die die Messungen von überwiegend nach unten propagierender Energie interner Wellen in diesem Spektralbereich erklären können (*D'Asaro*, 1991). Simulationen zeigen weiterhin, daß Wechselwirkungen zwischen Oberflächenwellen einen signifikanten Beitrag zur Anregung von internen Wellen liefern können (*Watson*, 1991). Scherströmungen sind allerdings aufgrund von Absorptionsprozessen gleichzeitig eine Senke für die spektrale

Energie des Wellenfeldes (in Abbildung 6.9 mit (A) dargestellt).

Die Anregung von internen Wellen durch Wechselwirkungen zwischen quasi-geostro-

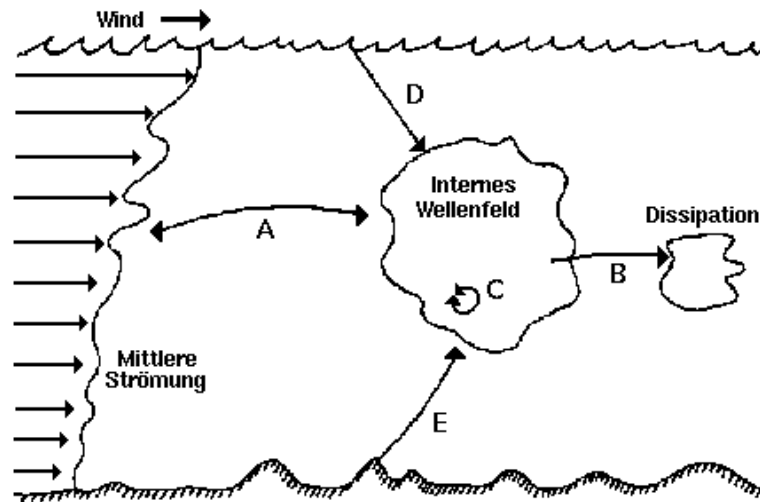


Abbildung 6.9: Schematische Darstellung des dynamischen Gleichgewichts interner Wellen (In Anlehnung an *Briscoe* (1975)).

phischen periodischen Strömungen, zum Beispiel durch Rossby Wellen, und Gezeitenströmungen mit der Bodentopographie (E) im tiefen Ozean wurde von *Bell* (1975a) untersucht. Mittels eines linearen Modells zeigt er, daß quasi-geostrophische Strömungen von $0,04 \text{ ms}^{-1}$ einen Impulsfluß in der Größenordnung des mittleren Windstress hervorrufen. Das durch die Wechselwirkung der Strömung mit der Bodentopographie erzeugte interne Wellenspektrum besitzt höhere Energie in niederfrequentem Bereich, die aber aufgrund kritischer Schichtabsorption beim Aufstieg der Wellen in geringere Tiefen stark abgebaut wird. Die barotropen Gezeiten dagegen erzeugen interne Wellen mit der Gezeitenfrequenz und zu ihr harmonische Frequenzen. Der allein durch die barotrope Gezeit erzeugte Energiefluß betrug $1 \times 10^{-3} \text{ Wm}^{-2}$, welche die Hälfte des Energieflusses des GM-Spektrums ausmacht. Der Energiefluß in anderen numerischen Simulationen (z.B. *Cox und Sandstrom*, 1962; *Sjöberg und Stigebrandt*, 1992) ist von ähnlicher Größenordnung. Allerdings sind die Modelle sehr empfindlich gegenüber den zugrundeliegenden Annahmen und durch Messungen noch nicht bestätigt (*Munk und Wunsch*, 1998).

Durch Wellen-Wellen Wechselwirkungen (C) wird die spektrale Energie der internen Wellen auf kleinere Vertikalskalen verteilt. *McComas* (1977) konnte die unendlich vielen Möglichkeiten der resonanten Wechselwirkungen in drei verschiedene Klassen einteilen. Die Beobachtungen dieser Prozesse im Ozean würden allerdings eine unakzeptable Anzahl an Datensätzen verlangen (*McComas*, 1978). Daher muß auf numerische Simulationen

der Wellen-Wellen Wechselwirkungen zurückgegriffen werden. Die Wellen-Wellen Wechselwirkungen sind der entscheidende Faktor für den Energietransfer innerhalb des internen Wellenspektrums und parameterisieren daher auch die Senke des internen Wellenfeldes. Zwei Modelle, die Wellen-Wellen Wechselwirkungen beschreiben, werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

Die Wellen mit kleinen Vertikalskalen werden schließlich instabil, wobei Kelvin-Helmholtz Instabilitäten als die überwiegende Senke des internen Wellenfeldes angesehen werden. Die Energie wird direkt an das turbulente Regime weitergegeben, das hinsichtlich der Wellenzahl den Bereich größer als k_b (siehe Abbildung 6.5) einnimmt (B). Durch interne Umwandlungsprozesse im turbulenten Regime wird die Energie an immer kleinere Vertikalskalen weitergegeben, bis sie schließlich dissipiert beziehungsweise in Molekularbewegung überführt ist. In einem stabil geschichteten Ozean wird dabei stets kinetische Energie in potentielle Energie umgewandelt, die Schichtung also geschwächt beziehungsweise Auftrieb vernichtet.

6.3 Feinstruktur Parameterisierungen der Dissipation

Um ein vollständiges Bild über die Feinstruktur Parameterisierung der Dissipation durch interne Wellen darzulegen, werden hier zwei dynamische interne Wellenmodelle vorgestellt. Sie dienen als Grundlagen für später vorgestellte Parameterisierungen der Dissipation aufgrund der Wellen-Wellen Wechselwirkung. Bei dem Vorhandensein einer Hintergrundströmung läßt sich eine solche Parameterisierung nicht anwenden, da hier zusätzlich Wechselwirkungen der internen Wellen mit der mittleren Strömung auftreten. Daher wird eine weitere Parameterisierung vorgestellt, die auch in Gebieten mit starker mittlerer Strömung Gültigkeit besitzt.

6.3.1 Dissipationsmodelle interner Wellen

Aufgrund von Vergleichen direkter Messungen der Dissipationsrate mit Strömungsprofilen zeigte sich, daß sich diese proportional zum Quadrat des Energieniveaus des internen Wellenfeldes und dem Quadrat der Schichtung verhält (z.B. *Gregg*, 1989; *Polzin et al.*, 1995). Von einer Vielzahl existierender Dissipationsmodelle erfüllen dieses Kriterium nur das Modell von *McComas und Müller* (1981) und das von *Heney, Wright, und Flatté* (1986).

Das Modell von *McComas und Müller* (1981) basiert auf Ergebnissen der schwachen resonanten Wechselwirkungstheorie. Die Lösung ähnelt einem idealisierten GM76 Spektrum (*Polzin et al.*, 1995). Die Dissipationsrate aufgrund der Wellen-Wellen Wechselwirkungen im Modell läßt sich durch

$$\epsilon_{MM} = 2.1 \times 10^8 f E_{GM}^2 N^2 \quad (6.12)$$

beschreiben. Bei 30° N und $N_0 = 5.24 \times 10^{-3}$ ergibt sich ein Wert von $\epsilon_{MM} = 1.7 \times 10^{-9} [W kg^{-1}]$ (der Index $_{MM}$ steht für *McComas und Müller* (1981)).

Flatté et al. (1985) untersuchten das Verhalten von Testwellen in einem durch interne Wellen hervorgerufenen Strömungsfeld unter Verwendung der Eikonalen Methode (*Henyey*, 1983). Die Testwellen wurden mit dem Monte Carlo Verfahren simuliert. Als Hintergrundwellenfeld verwendete er das interne Wellenfeld von *Munk* (1981). *Henyey, Wright, und Flatté* (1986) untersuchten die Modellergebnisse anhand eines vereinfachten analytischen Modells und konnten eine gute Übereinstimmung feststellen. Die Dissipation findet in diesem Modell (ϵ_{HWF}) folgende Formulierung:

$$\epsilon_{HWF} = 1.9 \times 10^7 f E_{GM}^2 N^2 \cosh^{-1} \left(\frac{N}{f} \right) \quad (6.13)$$

Eine Abschätzung für 30° N ergibt $\epsilon_{HWF} = 7.5 \times 10^{-10} [W kg^{-1}]$. Gleichung (6.13) ist gegenüber der von *Henyey et al.* (1986) veröffentlichten Formulierung um einen Faktor $(7/5)^2$ erhöht dargestellt, da die Varianz der Scherung im Modell von *Munk* (1981) unbeabsichtigt unterschätzt wurde (*Gregg und Kunze*, 1991).

Vergleiche zwischen den Dissipationsraten der Modelle und direkt gemessenen Dissipationsraten sind von *Gregg* (1989), *Wijesekera et al.* (1993) und *Polzin et al.* (1995) durchgeführt worden. Dabei wurden auch Rahmenbedingungen berücksichtigt, die von GM76 abweichen, in dem die Energiedichte (E) der gemessenen internen Wellenfelder entsprechend in die Parameterisierungen eingingen. In allen drei Arbeiten überschätzt das Modell von *McComas und Müller* (1981) die gemessenen Dissipationsraten. Der umfassendste Vergleich wurde von *Polzin et al.* (1995) durchgeführt. Hier lagen die Dissipationsraten des Modells von *McComas und Müller* (1981) im Mittel um einen Faktor 4 höher als gemessene Werte. Das Modell von *Henyey et al.* (1986) liefert im Mittel zwar etwas zu kleine Werte, die einzelnen Vergleiche liegen aber alle innerhalb eines Faktors von 2 der gemessenen Werte.

Bei dem Vergleich von internen Wellenfeldern mit Eigenschaften, die nicht dem GM76 Modell entsprechen, wie beispielsweise eine Zunahme der spektralen Energiedichte der Scherung mit steigender Wellenzahl, wurden zum Teil große Abweichungen zwischen den Modellergebnissen und den gemessenen Dissipationsraten festgestellt. Diese konnten überwiegend auf die Frequenzverteilung der internen Wellenfelder zurückgeführt werden. Die Abweichungen des Modells von *Henyey et al.* (1986) konnten jedoch mit einem auf der Frequenzverteilung basierenden Korrekturterm minimiert werden (*Polzin et al.*, 1995)

$$\epsilon_c = \epsilon_{HWF} \frac{\alpha}{\alpha_0} \frac{N}{f} \left\langle \left(\frac{\omega^2 - f^2}{N^2 - \omega^2} \right)^{1/2} \right\rangle \quad (6.14)$$

wobei α das Verhältnis von der Summe von Scherung und Spannung zur Varianz der Scherung des internen Wellenfeldes darstellt (Für GM76 $\alpha_0 = 4/3$).

6.3.2 Die Gregg-Henyey-Polzin Parameterisierung

Die gute Übereinstimmung der Formulierung der Dissipation (6.13 mit 6.14) des dynamischen Modells von *Henyey et al.* (1986) und gemessenen Dissipationsraten veranlaßte *Gregg* (1989) und später auch *Polzin et al.* (1995) diese in eine auf Strömungs- und Schichtungsdaten anwendbare Form zu bringen. Ein Maß für das interne Wellenfeld, welches aus Daten ableitbar und konsistent mit den theoretischen Beschreibungen ist, stellt die mittlere spektrale Energiedichte der Scherung für Wellenzahlen kleiner als k_0 dar

$$E_{mess} = \frac{1}{k_0} \int_0^{k_0} \Phi_s(k) dk = \Phi_0 \quad (6.15)$$

Die Dissipation kann dann durch

$$\epsilon = \epsilon_{HWF} \frac{f}{f_0} \frac{N^2}{N_0^2} \frac{E_{mess}^2}{E_{GM}^2} F(\omega) \quad (6.16)$$

abgeschätzt werden, wobei ϵ_{HWF} die nach (6.13) berechnete Dissipation auf der Grundlage des GM76 Spektrums darstellt. $F(\omega)$ bezeichnet die in (6.14) beschriebene frequenzabhängige Korrektur. Das Frequenzverhalten des lokalen internen Wellenfeldes wird bei den horizontalen Geschwindigkeitsmessungen aber nicht bestimmt und kann auch nicht direkt abgeleitet werden. Stellvertretend läßt sich das Verhältnis von Scherung zur Spannung verwenden

$$R_\omega = \frac{\Phi_s(k)}{N^2 \Phi_\lambda(k)} \quad (6.17)$$

Der Korrekturterm (6.14) kann dann abgeschätzt werden durch

$$F(\omega) = \left[\frac{R_{GM}}{R_{mess}} \right] \left[\frac{R_{mess} + 1}{R_{GM} + 1} \right] \sqrt{\frac{R_{GM} - 1}{R_{mess} - 1}} \quad (6.18)$$

Das Verhältnis von Scherung zur Spannung für GM76 ist $R_{GM} = 3$. R_{mess} ist das aus Messungen bestimmte Verhältnis. Der Zusammenhang 6.18 ist in Abbildung 6.10 verdeutlicht. In Abschnitt 6.2 wurde erwähnt, daß niederfrequente interne Wellen eine erhöhte kinetische Energie und hochfrequente Wellen eine erhöhte potentielle Energie besitzen. Für ein vorgegebenes Scherniveau wird demnach eine höhere Dissipation bei einer erhöhten mittleren Frequenz der Wellenfeldes gefunden.

Die Abschätzung (6.18) aus Gleichung (6.14) setzt einige Näherungen voraus, wie zum Beispiel die Separierbarkeit von Wellenzahl und Frequenz, die im allgemeinen nicht gültig sind. Dadurch wird die Dissipation der hochfrequenten Wellenfelder unterschätzt und die von niederfrequenten Wellenfeldern überschätzt (*Polzin et al.*, 1995).

Die Abhängigkeit der Dissipation von dem Coriolisparameter in Gleichung (6.16) bedarf noch einer Diskussion. Im Modell von *Henyey et al.* (1986) wird das interne Wellenfeld von *Munk* (1981) als Hintergrundfeld verwendet. Wie beschrieben, führte Munk

die Abhängigkeit der spektralen Energie von der Trägheitsfrequenz ein, welches sich insbesondere für die Wellenzahlspektren als nicht richtig erwiesen hat. Dies läßt sich anhand der Scherspektren aus Abbildung 6.7 verdeutlichen. Aus dem Modellscherspektrum von *Munk* (1981) ergibt sich bei 4° N und 2° N eine 2,5 mal beziehungsweise 5 mal höhere Energiedichte als das GM76 Spektrum. Bei $0,5^\circ$ wäre die Energiedichte sogar um einen Faktor 20 gegenüber GM76 erhöht. Obwohl sich eine Erhöhung der spektralen Energiedichte im äquatorialen Bereich gezeigt hat (siehe Abbildung 6.7), ist diese viel geringer als Munks Änderung prognostiziert. Vergleichsmessungen von *Gregg* (1989) und *Gregg et al.* (1995) stimmen mit dieser Interpretation überein.

Aufgrund der nicht nachzuweisenden Abhängigkeit des Hintergrundwellenfeldes von der Trägheitsfrequenz in dem Modell von *Henyey et al.* (1986) ist die Abhängigkeit der Dissipation von der Trägheitsfrequenz bis heute nicht geklärt. *Gregg* (1989) verglich Daten zwischen $11,5^\circ \text{ N}$ und 42° N mit der Parameterisierung (6.16), doch seine Ergebnisse waren in Bezug auf die Skalierung nicht beweiskräftig genug. Bei der späteren Anwendung von (6.16) in Kapitel 7 wird daher die Abhängigkeit der Dissipation vom Coriolisparameter nicht berücksichtigt werden.

Die Parameterisierung (6.16) ist robust gegenüber vielen verschiedenen internen Wellenfeldern. Sie bleibt trotz der oben genannten Vereinfachungen bis auf einen Faktor zwei gültig, auch wenn das lokale Wellenfeld horizontale Anisotropie oder vertikale Asymmetrie aufweist oder wenn die spektrale Dichte der Scherung nicht gleichmäßig über die

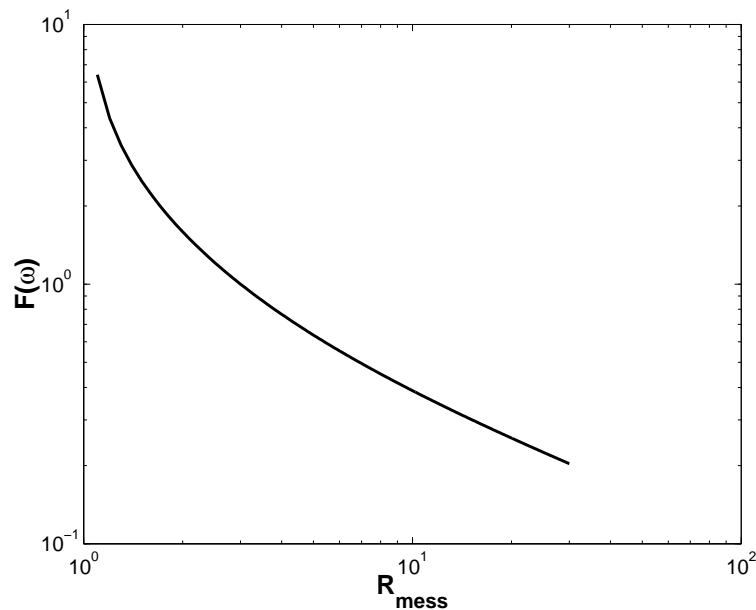


Abbildung 6.10: Darstellung der Frequenzabhängigkeit der Dissipation in Abhängigkeit des Verhältnisses von Scherung und Spannung (Gleichung (6.18)).

Wellenzahl verteilt ist (*Polzin et al.*, 1996a). Ein Ausnahme bilden jedoch Meeresgebiete, in denen starke Scherströmungen auftreten, die nicht von internen Wellen hervorgerufen werden. In diesem Fall werden Wechselwirkungen zwischen der mittleren Strömung und internen Wellen wichtig, die in der Parameterisierung nicht berücksichtigt sind.

6.3.3 Parameterisierung der Dissipation von *Kunze et al.* (1990)

Ein Gebiet, in dem Wechselwirkungen zwischen einer Hintergrundscherströmung und dem internen Wellenfeld im tiefen Ozean zu erwarten sind, ist der äquatoriale Bereich des Indischen Ozeans. Die Hintergrundscherströmungen stellen hier die in Abschnitt 5.1.4 beschriebenen äquatorialen Deep Jets dar.

Um die Dissipationsrate trotz des Vorhandenseins der Deep Jets abschätzen zu können, wird in diesem Abschnitt eine Parameterisierung der Dissipation für Feinstrukturmessungen vorgestellt, die auch in starken Hintergrundströmungen gültig ist. Sie wird dann dazu verwendet, die Dissipation am Äquator anhand der vorliegenden Daten abzuschätzen.

Die von *Kunze et al.* (1990) entwickelte Parameterisierung der Dissipation aus Feinstrukturmessungen basiert auf einem Richardson-Zahl Kriterium. Die Richardson-Zahl ist das dimensionslose Verhältnis

$$Ri = \frac{N^2}{S^2}, \quad \text{wobei} \quad S = \frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial V}{\partial z} \quad \text{ist.} \quad (6.19)$$

Der Wert der Richardson-Zahl ist ein Maß für den Energietransport zwischen einer Scherströmung und der Turbulenz. Unterschreitet das Verhältnis einen kritischen Wert von $Ri_c \approx 0,25$, wird der Hauptströmung, die hier das durch interne wellenbedingte Strömungsfeld darstellt, Energie durch Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten entzogen und dem turbulenten Regime zugeführt. *Kunze et al.* (1990) parameterisierte die durch die Instabilitäten hervorgerufene Dissipation durch

$$\langle \epsilon \rangle = fr \Delta z^2 \left(\frac{S^2 - 4N^2}{24} \frac{S - 2N}{4} \right) \quad (6.20)$$

wobei Δz die Skala des vertikalen Gradienten darstellt. fr beschreibt das Verhältnis von dem Anteil der Wassersäule, für den die kritische Richardson-Zahl unterschritten wird, zu dem gesamten untersuchten Bereich der Wassersäule. Der Erwartungswert $\langle \epsilon \rangle$ wird über alle instabilen Bereiche ($Ri < Ri_c$) gebildet. In stabilen Verhältnissen ($Ri \geq Ri_c$) ist $\epsilon = 0$. Der erste Teil in der Klammer stellt die überschüssige kinetische Energie der Scherströmung da, die über turbulente Flüsse dissipiert werden muß, damit die Richardson-Zahl der Scherströmung wieder auf den kritischen Wert ($Ri = Ri_c$) angehoben wird. Der zweite Teil beschreibt eine Turbulenzproduktionsrate, die von *Hazel* (1972) für die lineare Instabilität von hyperbolischen Geschwindigkeits- und Dichteprofilen abgeleitet wurde.

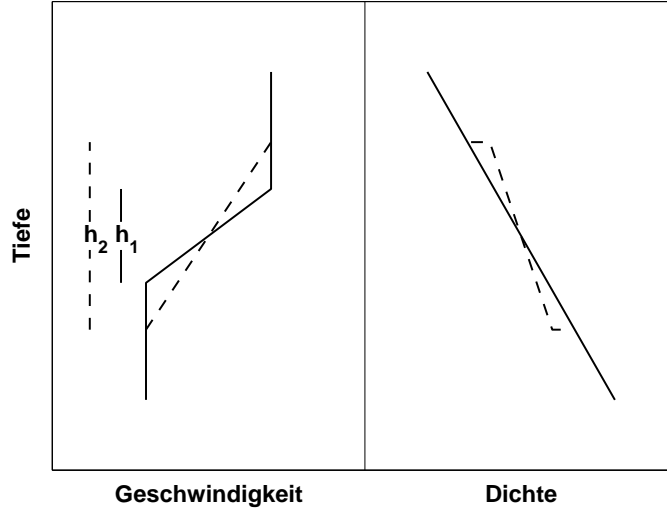


Abbildung 6.11: Schematische Darstellung einer aufgrund überhöhter Scherung instabilen Schicht h_1 ($Ri < Ri_c$) und dem Endzustand nach Vermischung mit der Schichtdicke h_2 mit $Ri = Ri_c$ (gestrichelte Linie).

Untersuchungen von *Polzin* (1996) und *Peters et al.* (1995b) zeigten eine gute Übereinstimmung der Parameterisierung zu gemessenen Dissipationsraten, vorausgesetzt die Vertikalskala der Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten wird adäquat aufgelöst. Abbildung 6.11 zeigt eine instabile Schicht mit Mächtigkeit h_1 und den späteren Endzustand nach der Vermischung h_2 . Wird die vertikale Ableitung über ein Tiefenintervall größer als h_2 gebildet, so wird die Schicht bei der Berechnung nicht berücksichtigt (da $Ri > Ri_c$) und die Dissipation wird unterschätzt. Dies kann jedoch durch die Wahl einer höheren kritischen Richardson-Zahl vermieden werden.

Polzin (1996) verglich mit hochauflösenden Strömungsprofilen aus (6.20) berechnete Dissipationsraten mit dem schon im vorangegangenen Abschnitt erwähnten Datensatz von direkten Dissipationsmessungen. Es zeigte sich, daß die Ergebnisse aus (6.20) relativ konstant sind, solange der über Δz berechnete Erwartungswert der Varianz der Scherung größer als das Quadrat der mittleren Brunt-Väisälä Frequenz ist ($\langle S^2 \rangle > \bar{N}^2$). Die beste Übereinstimmung konnte mit $Ri_c = 0.4$ bei einem Verhältnis von $1.1 \leq \langle S^2 \rangle / \bar{N}^2 \leq 1.2$ erzielt werden. Die mittlere Dissipationsrate aus allen Profilen entsprach dann zu 92% dem aus den direkten Messungen bestimmten Werten. Die aus den einzelnen Datensätzen berechneten Dissipationsraten stimmten bis auf einen Faktor von zwei mit den gemessenen Werten überein.

Gleichung (6.20) stellt eine stark vereinfachte Parameterisierung der bei der Instabilität von Scherströmungen auftretende physikalischen Prozesse da. Beispielsweise wird die Zunahme der potentiellen Energie durch die Instabilität und Entrainmenteffekte der

sich bildenden Instabilitäten nicht berücksichtigt. Ungeklärt ist bis heute auch, zu welchem Anteil Kelvin-Helmholtz-Instabilitäten für die Turbulenzproduktion verantwortlich sind. Advektive Instabilitäten, die durch hohe Teilchengeschwindigkeiten bei der Überlagerung von internen Wellen entstehen, werden auch als wichtiger Energielieferant für die Turbulenz im Ozean angesehen (*Orlanski und Byran*, 1969). Dieser Prozeß findet aber auch bei $Ri > Ri_c$ statt. Trotzdem stellt (6.20) eine auf Messungen anwendbare Parametrisierung der Dissipationsrate da, solange die Daten vertikale Skalen auflösen können, so daß $\langle S^2 \rangle > \bar{N}^2$ erfüllt ist. *Peters et al.* (1995b) verglich (6.20) mit gemessenen Dissipationsraten im Bereich des äquatorialen Unterstroms im Pazifik. Auch er konnte eine Übereinstimmung bis auf einen Faktor zwei feststellen und bekräftigt damit die Anwendung der Parameterisierung in Gebieten mit starker Hintergrundströmung.

6.3.4 Äquatoriale Dissipationsabschätzungen

Anhand der äquatorialen Scher- und Spannungsspektren in Abschnitt 6.2.2 konnte gezeigt werden, daß die Übergangswellenzahl der Scherung in der Größenordnung von $k_0 \approx 0,024 m^{-1}$ liegen. Die Pegasusdaten lösen Wellenzahlen kleiner als $k = 0,02 m^{-1}$ auf und messen daher einen Großteil der durch die internen Wellen hervorgerufenen Varianz des Geschwindigkeitsfeldes am Äquator. Für eine Abschätzung der Verwendbarkeit von (6.20) wurde die Varianz der Scherung der äquatorialen Pegasusprofile mit dem Schichtungsparameter verglichen. Für das Tiefenintervall zwischen 500 m und 2000 m ergab sich aus den innerhalb von 1° gemessenen Pegasusprofilen ein Verhältnis von $\langle S^2 \rangle / \bar{N}^2 = 0,40$, für die direkt auf dem Äquator gemessenen Profile $\langle S^2 \rangle / \bar{N}^2 = 0,67$. Die vertikale Auflösung der Scherung entspricht demnach nicht vollständig den Anforderungen für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse (*Polzin*, 1996). Es ist also zu erwarten, daß die hier abgeschätzten Dissipationswerte zu klein ausfallen.

Die Abschätzung der Dissipation anhand Gleichung (6.20) wurde aus linearen Anpassungen der über ein Tiefenintervall von $\Delta z = 20$ m bestimmten Gradienten der Horizontalgeschwindigkeit vorgenommen. Eine Richardson-Zahl kleiner als 0,33 wurde als Kriterium für das Auftreten von Instabilitäten verwendet (*Polzin et al.*, 1996b). Aufgrund des mit der Tiefe zunehmenden Fehlers bei der Berechnung der Brunt-Vaisälä-Frequenz (*Fofonoff*, 1985) wurde die Berechnung auf das Tiefenintervall zwischen 500 m und 2000 m beschränkt. Insgesamt standen bei 80° O 12 Profile zwischen $0,7^\circ$ S und $0,7^\circ$ N zur Verfügung. Bei 57° O wurden 16 Pegasusprofile verwendet.

Die Ergebnisse sind in Tabelle 6.2 zusammengestellt. In beiden Meßgebieten wurden dynamische Instabilitäten in 6% bis 8% der untersuchten Wassersäule festgestellt. Direkt am Äquator waren 11% instabil. Die mittleren Dissipationsraten der an gleicher Position gemessenen Hiev- und Fierprofile stimmten bis auf einen Faktor zwei überein. Eine Ausnahme bildete ein äquatoriales Profil bei 80° O. Hier war die Dissipationsrate des

Fierprofils um einen Faktor 6 gegenüber der des Hievprofils erhöht. Verantwortlich für die erhöhte Dissipationsrate war eine über ein Tiefenintervall von 20 m instabile Schicht mit einer sehr geringen Brunt-Väisälä-Frequenz in einer Tiefe von 1300 m. Die lokale Dissipationsrate in dieser Schicht war größer als $1000 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$. Insgesamt zeigte sich eine um einen Faktor 2 bis 3 erhöhte Dissipation direkt am Äquator gegenüber der mittleren Dissipation zwischen 1° N und 1° S .

Ein typisches Beispiel einer Tiefenverteilung der Richardson-Zahl und Dissipation ist in Abbildung 6.12 dargestellt. Die meisten dynamisch instabilen Tiefenintervalle sind mit einer sehr geringen Schichtung assoziiert. Die Verteilung dieser in der Dichte nahezu homogenen Schichten ist fast ausschließlich auf den äquatorialen Bereich zwischen 1° N und 1° S beschränkt (*Dengler*, 1995). Sie haben eine vertikale Mächtigkeit zwischen 15 m und 55 m und sind in beiden äquatorialen Untersuchungsgebieten gleichermaßen vorhanden. Die vertikale Auflösung der Pegasusmessungen kann eine mögliche Anpassung der Scherung an den Rändern der homogenen Schichtung nicht adäquat auflösen. Die hohe Energiedichte der Scherung am Äquator und die kleinen Übergangswellenzahlen weisen allerdings darauf hin, daß der Beitrag größerer Wellenzahlen zur Varianz der Scherung von geringer Bedeutung ist.

Eine Fehlerbewertung dieser Ergebnisse ist schwierig, und eine Abschätzung aller Einflüsse kann hier nicht gegeben werden. Die Tatsache, daß die Geschwindigkeitsmessungen und die CTD Messungen auf verschiedenen Plattformen und daher nicht simultan durchgeführt wurden, verringert die Qualität der Ergebnisse. Maximale Unterschiede in der Position der beiden Meßinstrumente betrug 1,5 km. Eine räumlich horizontale Kohärenz von 15-20 km des internen Wellenfeldes konnte zwar anhand des Datenvergleichs in Abschnitt 4.5 aus den hier zur Verfügung stehenden Daten abgeleitet werden (siehe 4.12), am Äquator sind die Kohärenzlängen aber erheblich kleiner (*Eriksen*, 1980, 1985). Die gute Übereinstimmung der Fier- und Hievprofilberechnungen an den Stationen zeigt allerdings, daß dieser Fehler keinen großen Einfluß haben kann. Eine weitere Unsicherheit kommt durch die Parameterisierung selbst zustande. Die Gültigkeit beider Terme in (6.20) ist für das Gebiet der Deep Jets noch nicht bestätigt worden.

Tabelle 6.2: Ergebnisse der Dissipationsberechnungen, fr ist das Verhältnis des instabilen zu dem untersuchten Tiefenintervall.

Untersuchungs- gebiet	$1^\circ \text{ N} - 1^\circ \text{ S}$		nur Äquator	
	fr	$\bar{\epsilon} [\text{W kg}^{-1}]$	fr	$\bar{\epsilon} [\text{W kg}^{-1}]$
57° O	0,081	$5,9 \times 10^{-10}$	0,111	14×10^{-10}
80° O	0,063	$7,5 \times 10^{-10}$	0,107	19×10^{-10}

Eine obere Abschätzung des Einflusses des Meßfehlers des Pegasussystems auf die Berechnungen läßt sich dagegen angeben. In Kapitel 4 wurde eine Abweichung der Pegasusmessungen zu den Verankerungsdaten von $0,014\text{m s}^{-1}$ festgestellt. Für eine Abschätzung des maximalen Einflusses dieses Fehlers auf die Dissipationsberechnung wurde die Scherung der Horizontalgeschwindigkeiten entsprechend um $0,014\text{m s}^{-1}/10\text{ m}$ in den instabilen Bereichen reduziert. Dies ist gleichbedeutend mit der Annahme, daß die Scherung in den instabilen Bereichen mit dem ungünstigsten Fehler bestimmt wurde und stellt damit die oberste Schranke für die Fehlerabschätzung dar. Die daraus resultierenden Werte der mittleren Dissipation bei 57° O und 80° O waren $3,3 \times 10^{-10}\text{ W kg}^{-1}$ beziehungsweise $2,9 \times 10^{-10}\text{ W kg}^{-1}$. Die maximale durch den Geschwindigkeitsmeßfehler bedingte Unsicherheit der Abschätzung liegt etwas oberhalb der Genauigkeit der Parameterisierung.

Zusammenfassend zeigen die Ergebnisse eine leicht erhöhte Dissipationsrate am Äquator im Vergleich zu Dissipationsraten über Tiefseeebenen in mittleren Breiten (z.B. *Kunze und Sanford*, 1996). Die hier bestimmten Werte sind auch höher als die direkt gemessenen Dissipationsraten in ähnlichen Tiefenbereichen im Atlantischen und Pazifischen Ozean. Im Pazifik wurden von *Gregg* (1998) hohe Dissipationsraten in den Scherströmungen der Deep Jets gemessen. Die mittlere Dissipation war dagegen um einen Faktor 3 bis 5 geringer als die hier aufgeführten Werte. Direkte Messungen der Dissipation im äquatorialen Atlantik (*J. Toole, pers Mitt*, 1999) zeigten im Mittel auch geringere Werte als die in der Abbildung 6.12.

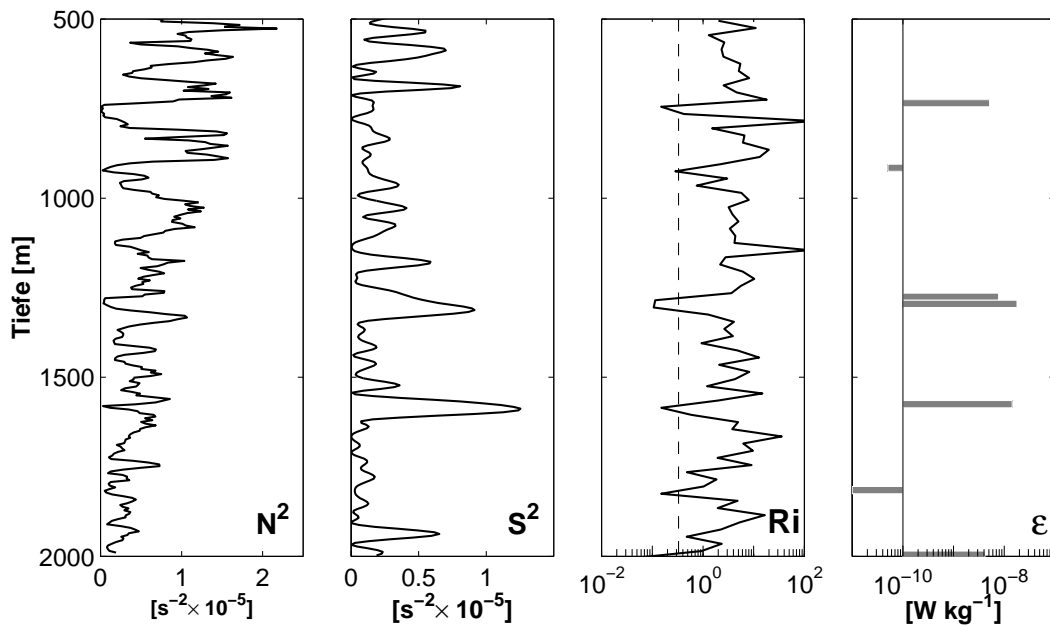


Abbildung 6.12: Vertikalprofile der Brunt-Väisälä-Frequenz (N^2), Scherung (S^2), Richardson-Zahl (Ri) und der Dissipation (ϵ) vom Äquator bei 80° O .

6.3.5 Parameterisierung des turbulenten Austauschkoeffizienten

In den vorangegangenen Abschnitten wurden Parameterisierungen der Dissipation durch das interne Wellenfeld vorgestellt ohne darauf einzugehen, welcher Anteil davon für die mechanische Vermischung und damit für den vertikalen Massenaustausch im Ozean zur Verfügung steht. Die heute verwendete Parameterisierung des turbulenten Austausches K_ρ geht auf *Osborn* (1980) zurück.

$$K_\rho = \gamma \frac{\epsilon}{N^2}, \quad \gamma = \frac{R_f}{1 - R_f} \quad (6.21)$$

γ wird als Vermischungseffektivität bezeichnet und R_f stellt hier die Richardson-Fluß-Zahl dar, die das Verhältnis der Auftriebsvernichtung zur Scherproduktion beschreibt. Dieses Verhältnis muß stets kleiner als eins sein. Die physikalische Vorstellung dabei ist, daß kinetische Energie durch Instabilitäten interner Wellen als horizontale Fluktuationsenergie in das turbulente Regime eingebracht und durch interne Umwandlungsprozesse auf alle drei Fluktuationskomponenten gleichmäßig verteilt wird, wobei allerdings nur die Vertikalkomponente der turbulenten Bewegungen irreversibel die Schichtung verändert.

Die Größenordnung der Vermischungseffektivität ist von verschiedenen Autoren durch Feldexperimente abgeschätzt worden. Außerdem wurde sie theoretisch und in Laborexperimenten untersucht. In den meisten Untersuchungen wurden Werte im Bereich von $\gamma \leq 0,2$ erzielt (*Osborn*, 1980; *McEvan*, 1980; *Thompson*, 1980; *Oakey*, 1982; *Itswire et al.*, 1986; *Peters et al.*, 1988; *Moum et al.*, 1989). Die Methode von *Osborn* benutzt jedoch eine Vielzahl von Annahmen, die bis heute nicht bewiesen und teilweise kritisch sind (z.B. *Gargett*, 1993; *Davis*, 1994b; *Munk und Wunsch*, 1998; *Gregg*, 1998). Zum Beispiel argumentierte *Davis* (1994b), daß Fluktuationen in Mikrostrukturmessungen nicht alleine durch turbulente Bewegungen verursacht, sondern auch von internen Wellen und zeitlichen Änderungen der ozeanischen Parameter beeinflusst werden, die aber unberücksichtigt bei der Berechnung von (6.21) bleiben. Nur die durch die großskalige Zirkulation hervorgerufene zeitliche Änderungen der Temperatur kann einen Austauschkoeffizienten in der Größenordnung von $1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ vortäuschen (*Davis*, 1994a). Eine überzeugende Bestätigung der Parameterisierung wurde allerdings anhand von SF_6 Tracerbeobachtungen erbracht (*Ledwell et al.*, 1993). Hier wurde eine sehr gute Übereinstimmung zwischen dem durch interne Wellen hervorgerufenen und über Gleichung (6.21) parameterisierten vertikalen Austausch und dem direkt an der vertikalen Ausbreitung der Tracers gemessenen Austausch gefunden.

Zusammenfassend stellt (6.21) von allen in dieser Arbeit vorgestellten Parameterisierungen die kritischste dar. In der Fachliteratur wird sie dennoch von vielen Autoren verwendet, an die sich diese Arbeit anschließt. *Gregg* (1998) argumentiert, daß es keine physikalische Argumentation für die Richtigkeit der Parameterisierung gibt, sie aber auf-

grund der guten Übereinstimmung mit den Tracer Experimenten eine nützliche Prozedur darstellt.

Aus Gleichung (6.21) läßt sich der turbulente Austauschkoeffizient für die im letzten Abschnitt durchgeführten Dissipationsabschätzungen am Äquator berechnen. Zwischen 1°S und 1°N erhält man bei 57°O einen Wert von $K_\rho = 2,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ und bei 80°O $K_\rho = 3,2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Für das Tiefenintervall zwischen 600 m und 1000 m im Pazifik berechneten *Gregg et al.* (1995) mittlere Austauschkoeffizienten zwischen $1,8 - 5,8 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ innerhalb von 1° des Äquators bei 140°W und 156°W . Dies wirft die Frage auf, warum der vertikale Austausch am Äquator des Indischen Ozeans um einen Faktor 3 bis 5 gegenüber dem vertikalen Austausch im äquatorialen Pazifik erhöht ist. Diese Frage wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

6.3.6 Diskussion der äquatorialen Ergebnisse

Die Untersuchungen in den letzten Abschnitten haben gezeigt, daß das interne Wellenfeld am Äquator durch besonders hohe Energiedichteniveaus und damit verbundenen kleinen Übergangswellenzahlen ausgezeichnet ist. Diese konnten sowohl im Scherungsfeld als auch im Spannungsfeld der internen Wellen beobachtet werden. Im Vergleich zu den im Pazifik bestimmten Übergangswellenzahlen (*Gregg et al.*, 1995) ist das Niveau der Energiedichte im Indischen Ozean mindestens einen Faktor 1,5 höher.

In Abschnitt 6.3.2 wurde eine Parameterisierung der Dissipation aufgrund Wellen-Wellen Wechselwirkungen vorgestellt, die eine Dissipation in Abhängigkeit zur vierten Potenz der Scherung darstellt. Auch wenn diese Parameterisierung am Äquator aufgrund des Vorhandenseins der Deep Jets keine Gültigkeit hat, so zeigt sie dennoch eine starke Abhängigkeit des Scherniveaus zur Dissipation. *Peters et al.* (1995b) untersuchten eine feinskalige Parameterisierung der Dissipation im Bereich des Äquatorialen Unterstroms im Pazifik. Sie fanden eine gute Übereinstimmung der Dissipationsrate mit $\epsilon \sim \overline{S}^{3.5}$, wobei \overline{S} der über ein Tiefenintervall von 20 m gebildete mittlere Vertikalgradient der Horizontalgeschwindigkeit ist. Das Gebiet des Äquatorialen Unterstroms und der Bereich der äquatorialen Deep Jets haben ähnliche Charakteristiken, wie zum Beispiel ein erhöhtes internes Wellenfeld und eine stark gescherte Hintergrundströmung. Es ist daher plausibel, daß die von *Peters et al.* (1995b) gefundenen Zusammenhänge auch im Bereich der Deep Jets Gültigkeit besitzen. Aufgrund der gegenüber dem Pazifik erhöhten Scherspektren könnte $\epsilon \sim \overline{S}^{3.5}$ auch die erhöhte Dissipation im äquatorialen Indischen Ozean erklären.

In Abschnitt 6.2.3 wurden Anregungsmechanismen für interne Wellen diskutiert. Als besonders effektiv haben sich der Windstreß und die Gezeiten in Wechselwirkung mit der Bodentopographie gezeigt. In der Zwischenphase der Monsune treten am Äquator starke Westwinde auf. Der auf die Oberfläche ausgeübte Windstreß führt zur Anregung des

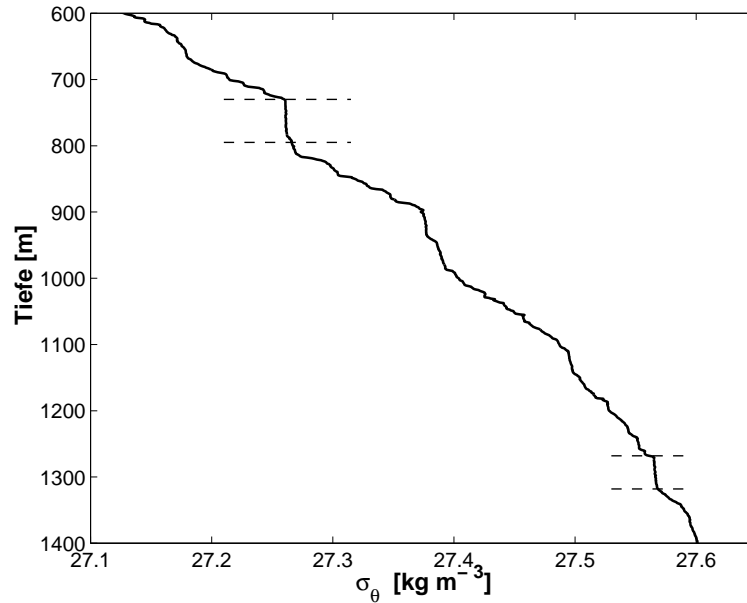


Abbildung 6.13: Profil der potentiellen Dichte am Äquator bei 80° O. Schichten mit niedriger Stabilität sind durch die gestrichelten Linien begrenzt.

Wyrтки-Jets, der Geschwindigkeiten bis zu $1,5 \text{ m s}^{-1}$ erreicht (*Reppin et al.*, 1999). Diese Westwinde sind auf den Indischen Ozean beschränkt und könnten für das gegenüber den äquatorialen Regionen der anderen Ozeane erhöhte interne Wellenfeld verantwortlich sein. Die durch die Winde oder Strömungen auch in größeren Abstand von dem Äquator angeregten interne Wellen akkumulieren im Bereich des Äquators, da sie dort aufgrund der in beide Richtungen zunehmenden Corioliskraft gefangen werden (z.B. *Muench und Kunze*, 1999).

Die barotropen Strömungen der M_2 Gezeit am Äquator sind um etwa $5 \times 10^{-3} \text{ m s}^{-1}$ geringer als die von *Weisberg et al.* (1987) bestimmten Amplituden aus dem äquatorialen Pazifik. Allerdings wird der äquatoriale Bereich des Indischen Ozeans von drei meridional ausgerichteten ozeanischen Rückensystemen durchsetzt, die trotz der geringeren Gezeitenamplituden eine zusätzliche Energiequelle für interne Wellen darstellen könnten.

Eine wichtige Komponente für die erhöhte Dissipation am Äquator ist das Auftreten von Schichten mit niedriger Stabilität. In *Dengler* (1995) konnte bereits gezeigt werden, daß dynamische Instabilitäten in diesen Schichten auftreten. Aufgrund der hier durchgeführten Dissipationsberechnungen kann ausgeschlossen werden, daß diese Schichten lokal durch vertikale Vermischung zustande gekommen sind. Die Entstehungsdauer einer homogenen Schicht im Ozean ist durch $\tau = A\Delta PE/(\gamma\epsilon)$ gegeben, wobei $A\Delta PE$ die Zunahme an potentieller Energie pro Fläche und γ die Vermischungseffektivität darstellt. Unter der Verwendung des lokalen mittleren Dichtegradienten und einer in diesem Ge-

biet typischen Schichtdicke von 30 m liegt die Entstehungsdauer bei 100 Jahren. Für die Erzeugung der Schichten bleibt damit als einzig plausibler Kandidat das Spannungsfeld der internen Wellen am Äquator.

Schichten mit niedriger Stabilität lassen sich nicht nur bei 80° O, sondern auch am Äquator bei 50° O und 57° O beobachten. Eine Untersuchung von WOCE CTD Daten vom äquatorialen Pazifik (<http://www.dkrz.de/simu241046/SACserver/SACHome.htm>) bei 150° W zeigte dagegen keine ausgeprägten Schichten mit niedriger Stabilität, welches ein weiteres Indiz für eine geringere Energie interner Wellen am Äquator des Pazifiks im Vergleich zum Indischen Ozean ist.

Im Vergleich zu den üblicherweise im Ozean vorgefundenen Austauschkoeffizienten ist die vertikale Vermischung am Äquator des Indischen Ozeans nur geringfügig erhöht. Die Tracer Experimente von *Ledwell et al.* (1993) zeigten Austauschkoeffizienten zwischen $0,5\text{--}1,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in den oberen 1000 m des Ozeans. In einer Reihe von Untersuchungen entfernt von variabler Bodentopographie wurden auch in größeren Tiefen nur Werte zwischen $0,3\text{--}2,5 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ gefunden (*Gregg et al.*, 1993; *Toole et al.*, 1994; *Polzin et al.*, 1995; *Kunze und Sanford*, 1996).

6.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurden die Grundlagen der vertikalen Vermischung aufgrund des ozeanischen internen Wellenfeldes anhand von Beispielen aus dem äquatorialen Bereich des Indischen Ozeans vorgestellt. Das als repräsentativ für den mittleren Zustand des internen Wellenfeldes geltende Modell von *Garrett und Munk* (1972) wurde mit den Beobachtungen verglichen. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen waren:

- zwischen 3,5° N und 5° N südlich von Sri Lanka stimmt das interne Wellenfeld gut mit dem GM76 Spektrum überein.
- 2° nördlich und südlich des Äquators ist das Energieniveau der Scher- und Spannungsspektren um einen Faktor 2 bis 3 höher als das des GM76 Spektrums.
- im Bereich innerhalb von 1° des Äquators bei 57° O und 80° E sind die Energieniveaus um einen Faktor 5 höher als bei GM76. Die berechneten Übergangswellenzahlen liegen bei $k_0 = 0,024 \text{ m}^{-1}$. Das Verhältnis der kinetischen zur potentiellen Energie des internen Wellenfeldes am Äquator liegt bei 2.

Die Untersuchungen zur vertikalen Vermischung am Äquator bei 57° O und 80° O hatten folgende Ergebnisse:

- die Dissipationsrate innerhalb von 1° des Äquators in einer Tiefe von 500 m - 2000 m liegt zwischen $6\text{--}8 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$.

- direkt auf dem Äquator wurden um einen Faktor 2 bis 3 höhere Dissipationsraten bestimmt.
- der sich daraus ergebende mittlere vertikale Austauschkoeffizient liegt bei $2,5\text{--}3,2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Im Vergleich zu Dissipationsmessungen aus dem äquatorialen Pazifik ist der vertikale Austausch im Indischen Ozean um einen Faktor 3 bis 5 erhöht. Diese Tatsache kann auf das stärkere interne Wellenfeld am Äquator des Indischen Ozeans zurückgeführt werden. Mögliche Ursachen sind die Windanregung in den Monsunzwischenphasen (Wyrtki-Jet) sowie die topographischen Barrieren.

7. Vertikale Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean

Dieses Kapitel stellt Untersuchungen zur räumlichen und zeitlichen Verteilung des vertikalen Austausches im nordwestlichen Indischen Ozean vor. Dabei werden quantitative Zusammenhänge der vertikalen Vermischungsraten mit den internen Wellenfeldern mit Hilfe der im vorangegangenen Abschnitt vorgestellten Parameterisierungen durch Feinstrukturmessungen gefunden.

Das im Folgenden beschriebene interne Wellenfeld unterscheidet sich stark von üblicherweise im Ozean vorgefundenen internen Wellenfeldern. Einen weiteren Schwerpunkt bilden daher Untersuchungen zum Anregungsmechanismus der internen Wellen. Als Energielieferant kommen der Wind und die Gezeiten in Frage. Das Auftreten von hohen Geschwindigkeitsfluktuationen durch windangeregte Rossbywellen in der Tiefe des Somalibeckens ist bereits mehrfach gezeigt worden. Weiterhin werden die Ergebnisse der baroklinen Gezeitenberechnungen in Zusammenhang mit der vertikalen Vermischungsrate diskutiert.

7.1 Motivation

In vorangegangenen Untersuchungen ist bereits durch zwei unabhängige Abschätzungen auf eine erhöhte vertikale Vermischung im Somalibecken hingewiesen worden:

- Der Einstrom von Tiefenwasser durch die Amirantenpassage mit einem Transport zwischen 1,0 - 1,8 Sv (*Johnson et al.*, 1998) bedingt im Somalibecken aufgrund der Volumenerhaltung einen Auftrieb mit einer Vertikalgeschwindigkeit von $3,3 - 6,0 \times 10^{-7} \text{ m s}^{-1}$. Die vertikale Advektion bedingt eine in die Tiefe gerichtete Diffusion mit einem mittleren Austauschkoeffizienten von $K_\rho \approx 4,3 - 7,8 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Dieser Wert liegt um einen Faktor 20 bis 50 höher als üblicherweise im Ozean vorgefundene Austauschkoeffizienten.
- Die vertikalen Verteilungen von Temperatur, Salzgehalt und Dichte in Tiefen unterhalb von 2500 m zeigen starke Unterschiede zwischen dem Arabischen- und dem Somalibecken. Im Arabischen Becken sind die vertikalen Gradienten der Größen gegenüber dem Somalibecken stark abgeschwächt. *Quadfasel et al.* (1997) vermuteten

erhöhte vertikale Vermischung in Zusammenhang mit dem Arabischen-Indischen Rücken als Ursache für die Schwächung der Schichtung.

Der Energietransfer von internen Wellen an die Turbulenz läßt sich über die Scherung, den Schichtungsparameter und der Frequenzverteilung des internen Wellenfeldes parameterisieren (Gleichung (6.16)). Diese Größen lassen sich aus dem für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Datensatz mit ausreichender Genauigkeit bestimmen. Wichtig für eine allgemeine Verwendbarkeit der Ergebnisse auch in anderen Bereichen der Meeresforschung, wie zum Beispiel der numerischen Modellierung, ist nicht nur die Quantifizierung des turbulenten Austauschkoeffizienten oder der Dissipationsrate, sondern vielmehr auch das Verständnis der dazu führenden physikalischen Prozesse. In der folgenden Darlegung der Ergebnisse werden daher auch Untersuchungen zum Anregungsmechanismus behandelt.

Dieses Kapitel gliedert sich wie folgt: zuerst werden Untersuchungen zur Energiedichte des horizontalen Geschwindigkeitsfeldes der internen Wellen in Abhängigkeit von der Frequenz und der vertikalen Wellenzahl beschrieben. Dabei wird auch ein Verfahren vorgestellt, mit dem die Eigenschaften von internen Wellen aus LADCP Daten abgeschätzt werden können. Es folgt eine Darstellung der Untersuchungen zur räumlichen Verteilung der vertikalen Austauschkoeffizienten und der Dissipationsraten. Schließlich werden mögliche Anregungsmechanismen des im Untersuchungsgebiet vorgefundenen internen Wellenfeldes untersucht. Zuletzt werden die Ergebnisse diskutiert und zusammengefaßt.

7.2 Das interne Wellenfeld im nordwestlichen Indischen Ozean

7.2.1 Energie des internen Wellenfeldes in Abhängigkeit der Frequenz

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß eine erhöhte Varianz des Scherungsfeldes auch mit einem erhöhten Frequenzspektrum einhergeht. Eine Untersuchung der Frequenzabhängigkeit des internen Wellenfeldes im nördlichen Somalibecken wurde anhand des Verankerungsfeldes ICM7 (Abbildung 3.6) durchgeführt. In Abschnitt 6.2 wurde bereits erwähnt, daß die Frequenzspektren der Zeitserien aus verschiedenen Tiefen durch

Tabelle 7.1: Mittlere Varianzen und Standardabweichungen der mit $N_{(z)}$ skalierten Frequenzspektren für den Bereich $f < \omega < 5,6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ (entspricht einer Periode von 3,2 bis 1,3 Tagen) der Zeitserien des Somalibeckens.

Tiefe	400 m	700 m	2000 m	4000 m	GM Spektrum
Varianz $10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-2}$	$1,0 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	$4,1 \pm 1,6$	$9,3 \pm 3,4$	1,6

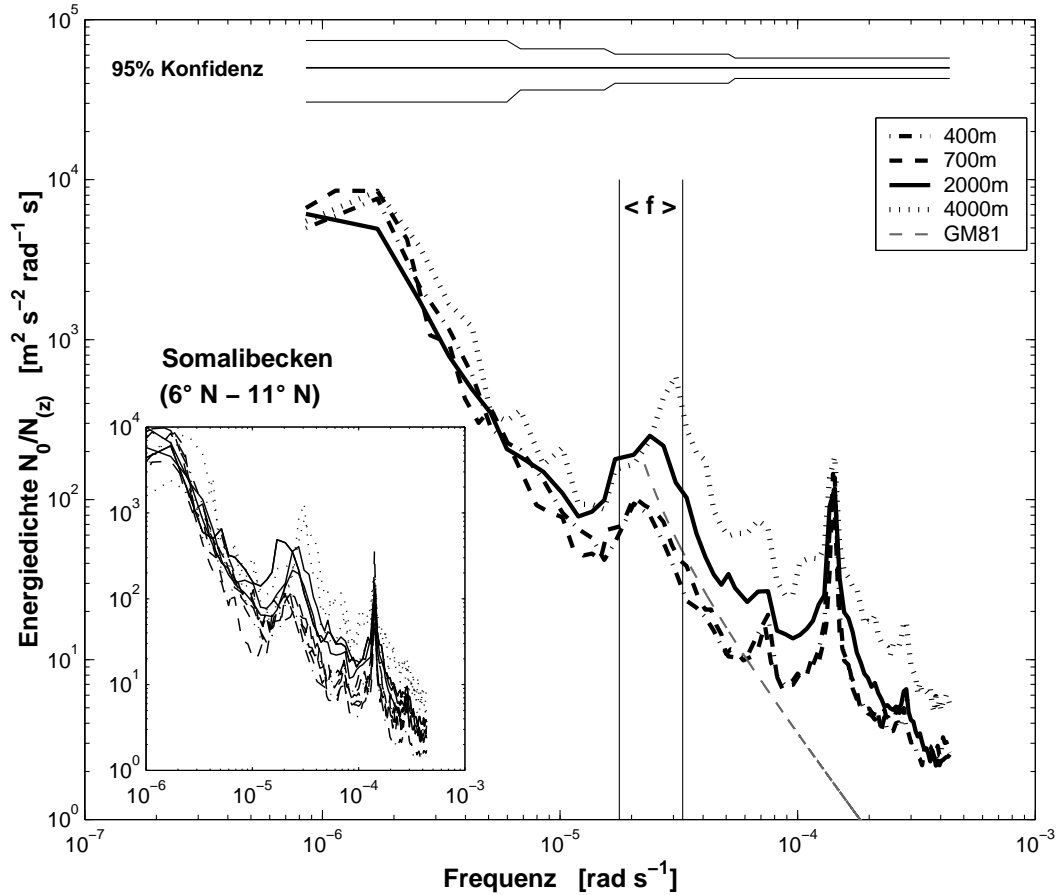


Abbildung 7.1: Mit N_z skalierte mittlere Frequenzspektren der Horizontalgeschwindigkeiten für verschiedene Tiefen im Somalibecken. Die einzelnen Spektren sind im Fenster links unten dargestellt. f kennzeichnet den Bereich der Trägheitsfrequenz, die graue gestrichelte Linie das GM81 Spektrum.

die Skalierung der spektralen Energiedichteverteilungen der Horizontalgeschwindigkeiten mit dem Schichtungsparameter übereinstimmende Ergebnisse lieferten.

Eine Darstellung der mittleren skalierten Frequenzspektren für ausgewählte Tiefen, in denen mindestens drei Zeitserien vorhanden waren, ist in Abbildung 7.1 gegeben. Es wird deutlich, daß die Frequenzspektren in größeren Tiefen eine erhöhte Energie im Vergleich zu 400 m und 700 m Tiefe aufweisen. Die Zeitserien bei 2000 m zeigen eine vierfach erhöhte Varianz der Horizontalgeschwindigkeit des internen Wellenfeldes, bei 4000 m ist die Varianz fast um den Faktor 9 erhöht (Tabelle 7.1). Die erhöhte Energiedichte der Zeitserien in größeren Tiefen ist nicht auf einzelne Positionen beschränkt, sondern ist bei allen Verankerungen deutlich ausgeprägt. Für Frequenzen kleiner als die Trägheitsfrequenz stimmen die skalierten Energiedichten dagegen gut überein.

Eine leichte Abnahme des Verhältnisses der in unterschiedlichen Tiefen bestimmten Energiedichten mit zunehmender Frequenz ist in Abbildung 7.1 angedeutet. Hier ist je-

doch unklar, ob diese Abnahme auf ein besonders im Trägheitsbereich erhöhtes internes Wellen Spektrum in der Tiefe hinweist, oder durch den Meßfehler der Rotorströmungsmessungen bedingt ist. In der Literatur ist ein in größeren Tiefen erhöhtes Frequenzspektrum der Energiedichte interner Wellen in der hier vorgefundenen Größenordnung bislang nicht erwähnt.

7.2.2 Das interne Wellenfeld in Abhängigkeit der vertikalen Wellenzahl

In Abschnitt 4 wurde eine erhöhte Genauigkeit der Pegasusmessungen gegenüber den horizontalen Geschwindigkeitsprofilen der LADCP Messungen deutlich. Daher werden die Pegasusprofile hier bevorzugt für die Untersuchungen herangezogen. Diese wurden in unmittelbarer Nähe zu allen Verankerungspositionen aufgenommen und ergänzen das im vorherigen Abschnitt entstandene Bild. Es wird aber auch gezeigt, daß auch LADCP Profile das interne Wellenfeld mit ausreichender Genauigkeit beschreiben.

Die Verteilung der spektralen Energie des internen Wellenfeldes in Abhängigkeit von der vertikalen Wellenzahl kann entweder durch die Horizontalgeschwindigkeit oder durch die vertikale Scherung beschrieben werden. Im (ω, k) -Raum unterscheiden sich beide Betrachtungsweisen jeweils lediglich um den Faktor $(2\pi k^{-1})^2$. In der folgenden Beschreibung wird das für Dissipationsabschätzung entscheidende Scherspektrum verwendet.

Vertikale Verteilung der Scherung

Die Scherspektren in Abhängigkeit von der vertikalen Wellenzahl wurden aus Pegasusprofilen mit den im Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Verfahren berechnet. Um einen Vergleich der Energiedichten der Scherspektren zu ermöglichen, sind in Abbildung 7.2 neben den Spektren aus dem Somalibecken auch die Energiedichten aus dem Bereich südlich von Sri Lanka zwischen $3,5^\circ$ N und 5° N in drei verschiedenen Tiefen dargestellt.

In allen drei Tiefen ist das Energieniveau der Spektren aus dem Somalibecken höher als das der Spektren südlich von Sri Lanka. Das Energieniveau der Spektren aus dem Somalibecken zeigt zwischen 200 - 800 m eine gute Übereinstimmung mit dem GM76 Modellspektrum. Im Tiefenintervall zwischen 1600 - 2240 m und 3400 - 4040 m ist das Energieniveau jedoch gegenüber GM76 erhöht, wobei die höchsten Werte in der größten Tiefe auftreten. Die Energiedichte ist für den Wellenzahlbereich zwischen $0,0016 m^{-1}$ bis $0,02 m^{-1}$ nahezu konstant. Ein leichter Anstieg mit zunehmender Wellenzahl ist zwar in den Verteilungen der Energiedichte in größeren Tiefen zu erkennen, dieser ist aber statistisch nicht signifikant. Die Form des Scherspektrums im von Pegasusprofilen aufgelösten Wellenzahlintervall ist demnach konsistent mit dem universellen Scherspektrum von *Gargett et al.* (1981).

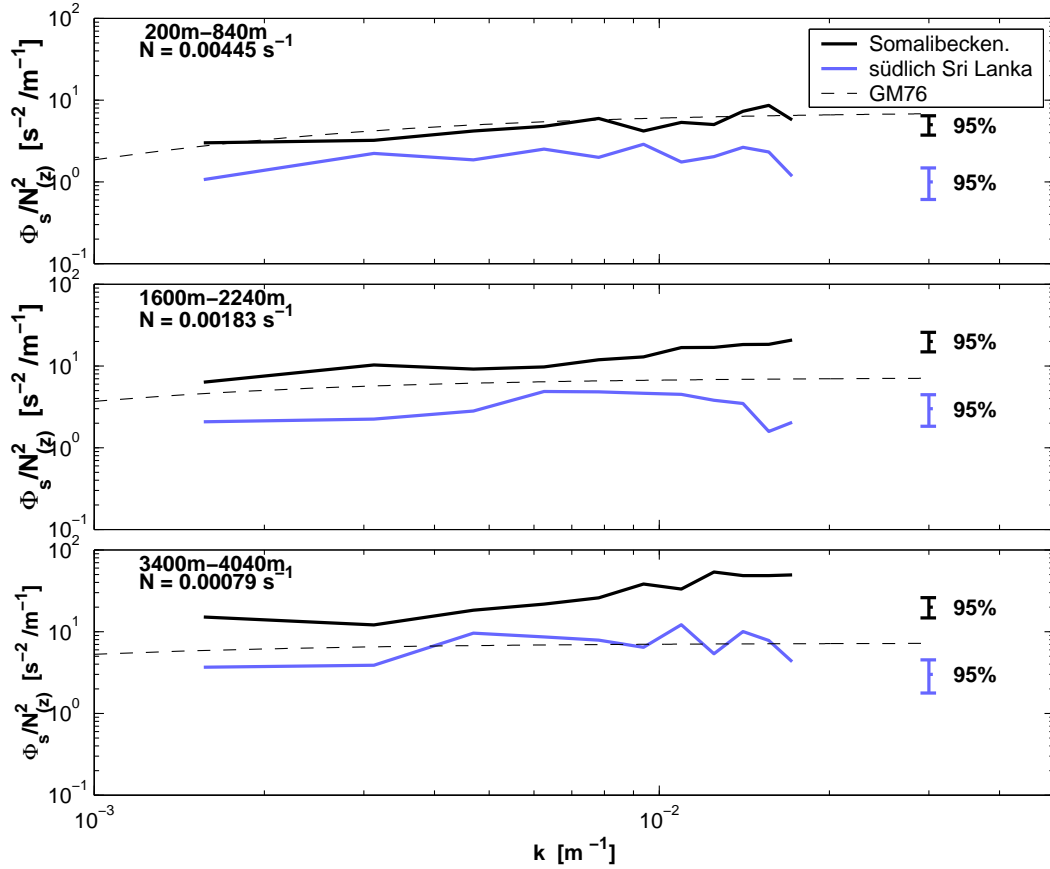


Abbildung 7.2: Skalierte mittlere Wellenzahlspektren der Scherung der Horizontalgeschwindigkeiten für verschiedene Tiefen aus dem Somalibecken und südlich von Sri Lanka (3,5° und 5° N). Aus jedem Gebiet wurden 7 Profile verwendet.

Die Tiefenverteilung der Varianz der Scherung im Verhältnis zu der über das gleiche Wellenzahlintervall berechneten Varianz des GM76 Scherspektrums ist in Abbildung 7.3 dargestellt. Die Varianz wurde hier durch Integration der Scherspektren in 640 m Tiefenintervallen, beginnend mit der größten Profiltiefe, berechnet. Ein kontinuierlicher Anstieg des Verhältnisses der Varianz von ca. 500 m bis in eine Tiefe von 2500 m ist deutlich sichtbar. Tiefer als 2500 m ist das Verhältnis dagegen bis in Bodennähe konstant. Die Schervarianz des internen Wellenfeldes im Somalibecken ist unterhalb von 2500 m um einen Faktor 6 höher als die entsprechende Schervarianz des GM76 Modells. Die Zunahme der Energiedichte mit der Tiefe ist in beiden Horizontalkomponenten der Scherung gleichermaßen ausgeprägt. Obwohl die während M32/4 gemessenen Profile in diesem Tiefenbereich die höchste Schervarianz aufweisen, konnten keine statistisch signifikanten Abweichungen des Verhältnisses der Varianzen zwischen den einzelnen Reisen festgestellt werden.

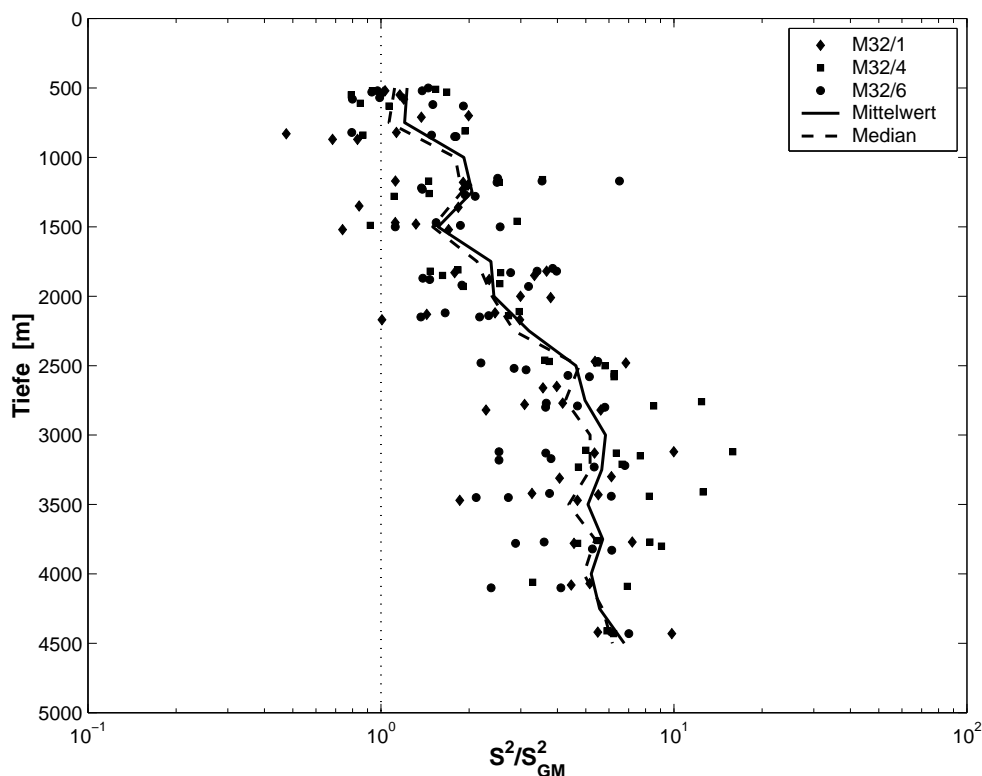


Abbildung 7.3: Aus den Pegasusdaten berechnete Tiefenverteilung des Verhältnisses der Varianz der Scherung ($\langle S^2 \rangle$) zu der Varianz der Scherung des GM76 Modells ($\langle S_{GM}^2 \rangle$) bei entsprechender Schichtung im Somalibecken. Die Integration der Scherspektren wurden über den Wellenzahlenbereich zwischen $0,0016 \text{ m}^{-1}$ bis $0,015 \text{ m}^{-1}$ durchgeführt.

Die Rotationskomponente der Scherspektren

Die Aufspaltung der spektralen Energiedichte des horizontalen Geschwindigkeits- oder Scherungsfeldes in die Rotationskomponentenspektren gibt Aufschluß über die bevorzugte Propagationsrichtung der internen Wellen (Leaman, 1976). Dies ist dadurch bedingt, daß interne Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz ein mit der Tiefe zirkular polarisiertes Geschwindigkeitsfeld aufweisen. Eine antizyklonale Rotation des Geschwindigkeitsfeldes zeigt einen in die Tiefe gerichteten Energietransport an, ein zyklonal polarisiertes Geschwindigkeitsfeld entsprechend einen nach oben gerichteten Energietransport.

Für eine Untersuchung der bevorzugten Ausbreitungsrichtung der Energie interner Wellen wurden die einzelnen Scherkomponenten der für Abbildung 7.2 bereits verwendeten Profile fouriertransformiert und die Koeffizienten über Kreuz addiert und gemittelt. Das Berechnungsverfahren ist detailliert in Gonella (1972) beschrieben. Die Varianz der Rotationskomponenten ist für die Profile südlich von Sri Lanka von gleicher Größenordnung (Abbildung 7.4). Die maximalen Abweichungen liegen hier unterhalb von 10%. Im

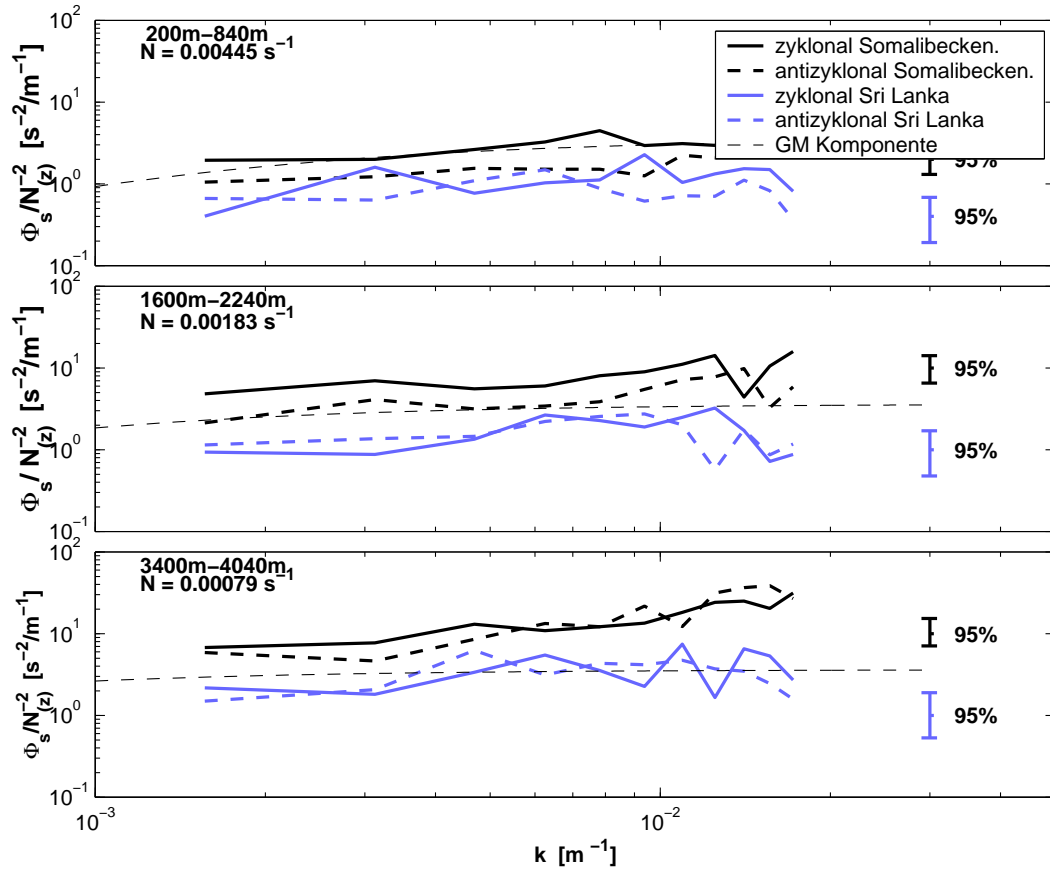


Abbildung 7.4: Skalierte mittlere Wellenzahlspektren der Rotation der Scherung der Horizontalgeschwindigkeiten für verschiedene Tiefen. Die Zahlen sind die Varianz der Scherung über den dargestellten Wellenzahlbereich.

Somalibecken ist die Energiedichte der zyklonal rotierenden Scherung gegenüber der antizyklonalen Rotierenden in den mittleren Tiefen zwischen 1700 m und 2300 m erhöht. Hier ist die Energiedichte zyklonal rotierender Scherung um den Faktor 1,5 höher als die Energiedichte antizyklonal rotierender Scherung.

Zusammenfassend kann im Somalibecken eine tiefenintensivierte Energiedichte der internen Wellen festgestellt werden. Dies äußert sich sowohl in den Frequenzspektren der Verankerungen als auch in der Energiedichteverteilung der vertikalen Wellenzahlspektren. Weiterhin ist die Energiedichte der Scherung fast gleichmäßig über die vertikale Wellenzahl verteilt, wodurch sich das Bild eines dem GM76 Modellspektrum ähnlichen internen Wellenfeldes ergibt. Die Energiedichte ist aber in größeren Tiefen stark gegenüber dem Modell erhöht. Die Tatsache, daß der Energietransport interner Wellen nach oben gerichtet ist mit einem Maximum der Energiedichte im Vergleich zum GM76 unterhalb von 2500 m, läßt auf eine in der Tiefe befindliche Quelle interner Wellen schließen. Für

weiterführende Untersuchungen sollen nun die Vertikalprofile der Horizontalgeschwindigkeiten der LADCP Messungen herangezogen werden.

7.2.3 Berechnung von Scherspektren aus LADCP Daten

In Abschnitt 4.5 wurde der Meßfehler der mit dem LADCP gemessenen Profile der Horizontalgeschwindigkeiten mit $0,046 \text{ m s}^{-1}$ bestimmt. Dieser Wert liegt über der nötigen Genauigkeit für die Untersuchungen der Eigenschaften von internen Wellen. Trotz des hohen Fehlers können die LADCP Profile für die Berechnung von Scherspektren herangezogen werden. Dazu ist jedoch eine besondere Datenbehandlung notwendig, die nicht nur die methodischen Besonderheiten einer LADCP Messung, sondern auch das Rauschverhalten berücksichtigt.

Das gedämpfte Scherspektrum

Das LADCP löst aufgrund seiner inhärenten Meßeigenschaften die Horizontalgeschwindigkeit mit der Tiefe anders auf als eine Pegasussonde oder ein einmalig brauchbarer Stromprofiler (expendable current profiler, XCP). Diese Unterschiede werden bei einer spektralen Betrachtung der Daten im Wellenzahlraum deutlich (Abbildung 7.5). In der Abbildung werden die Scherspektren der Fierprofile der äquatorialen LADCP

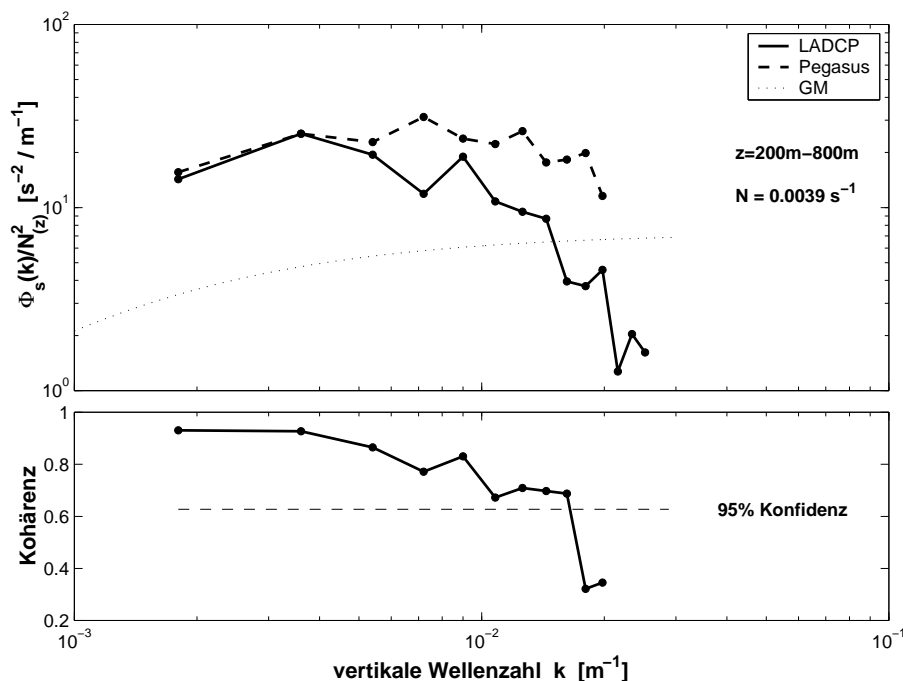


Abbildung 7.5: Scherspektren (oben) und Kohärenz (unten) von jeweils sieben an gleicher Position gemessenen Pegasus und LADCP Profilen vom Äquator bei 57° O.

Messungen mit den Scherspektren der Fierprofile der Pegasusmessungen verglichen. Beide Scherspektren zeigen eine gute Übereinstimmung der Energiedichte für Wellenzahlen $k < 4 \times 10^{-3} \text{ m}^{-1}$. Für größere Wellenzahlen fällt die Energiedichte der LADCP Spektren stark ab. Die Kohärenzanalyse zeigt allerdings, daß interne Wellen mit Wellenzahlen bis zu $k < 0,017 \text{ m}^{-1}$ von dem LADCP kohärent aufgelöst werden. Daraus läßt sich der Schluß ziehen, daß die für kleinere Wellenzahlen gedämpften LADCP Spektren korrigiert werden können.

Eine Möglichkeit, eine Transferfunktion für die Korrektur der Daten zu bestimmen, wäre durch eine Anpassung an die Pegasus Spektren gegeben. Hier wird aber davon abgesehen, da die Pegasusdaten selbst mit einem Meßfehler behaftet sind, dessen spektrales Verhalten bisher noch nicht genau untersucht ist. In einem für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Manuskript, modellierten *Kunze et al.* (2000) die spektrale Reaktion der LADCPs im Hinblick auf kleine Wellenlängen. Dabei bestimmten sie eine Transferfunktion für die LADCP Spektren anhand der Meßeigenschaften des LADCPs. Diese setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

$$T_{kor}(k) = T_{ra}(k) \cdot T_{dif}(k) \cdot T_{int}(k) \cdot T_{tilt}(k) \cdot T_{bs}(k) \quad (7.1)$$

Die einzelnen Komponenten haben folgende Bedeutung:

T_{ra} : im Gegensatz zum Pegasussystem oder dem XCP mißt das LADCP die mittlere Geschwindigkeit nicht zu einem Zeitpunkt, sondern über ein zeitliches Intervall Δt . Der über diese Dauer empfangene Schallstrahl entspricht für die LADCP Messungen dieser Arbeit einem Tiefenintervall von $\Delta z_r = 16 \text{ m}$. Der fundamentale Unterschied zu einer Pegasusmessung liegt dabei an der Mittelung der Geschwindigkeiten über das entsprechende Tiefenintervall. Die Amplitude interner Wellen mit kleinen Vertikalskalen wird durch die Mittelung der einzelnen Profile der LADCP Messungen gedämpft, wohingegen diese bei Pegasusmessungen eher erhalten bleiben. Wird zusätzlich die Fensterfunktion der Mittelung über das Tiefenintervall Δz_r berücksichtigt, so läßt sich die durch die Mittelung hervorgerufene Dämpfung des Scherspektrums durch den ersten Term der Transferfunktion T_{ra} der Gleichung (7.2) beschreiben.

T_{dif} : durch die Ableitung der einzelnen Geschwindigkeitsprofile über benachbarte Tiefenbins werden die Spektren weiter geglättet. Die speziell für die Berechnung von Scherspektren ausgewerteten Daten wurden mit einem vorwärtsgerichteten Differenzenverfahren anstelle des für die Auswertung der Geschwindigkeitsprofile verwendeten Zentraldifferenzenverfahren gewonnen. Die daraus resultierende Transferfunktion T_{dif} ist durch den mittleren Term auf der rechten Seite von Gleichung (7.2) gegeben.

T_{int} : dieser Beitrag beschreibt die Dämpfung der spektralen Energie aufgrund der Interpolation der einzelnen Profile auf ein gleichmäßiges Tiefengitter. *Kunze et al.* (2000) untersuchten die Transferfunktion anhand von synthetischen Daten und fanden dabei die

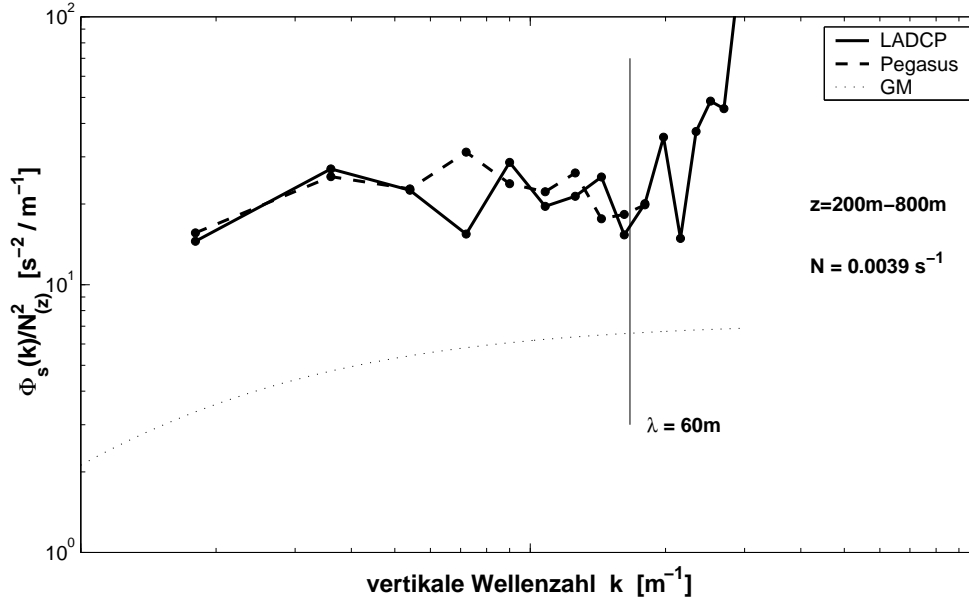


Abbildung 7.6: Vergleich des korrigierten mittleren Scherspektrums der LADCP Messungen mit dem gemittelten Pegasus Scherspektrum. In die Berechnungen gingen die in Abbildung (7.5) bereits verwendeten Profile ein.

letzten beiden Terme auf der rechten Seite von (7.2).

T_{tilt} : die in der Beziehung 7.1 mit T_{tilt} dargestellte Transferfunktion berücksichtigt die Neigung des LADCPs zur z-Achse. Die Untersuchungen von *Kunze et al.* (2000) zeigten, daß nur Roll- und Stampfwinkel in der Größenordnung von 3° zu einer signifikanten Dämpfung der spektralen Energie führen. Die Pendelpotentiometer der hier zur Verfügung stehenden LADCP Messungen zeigen aber nur geringe ($\Theta < 1^\circ$) Roll- und Stampfwinkel. Der Einfluß wird daher vernachlässigt. T_{bs} : beschreibt die Dämpfung des Spektrums aufgrund der Aufweiterung der Schallstrahlen mit der Tiefe. Für eine adäquate Abschätzung der Korrektur muß die Frequenzverteilung des internen Wellenfeldes bekannt sein und die Energie isotrop verteilt sein. Dieser Einfluß stellt den geringsten Beitrag zu T_{theo} dar (*Kunze et al.*, 2000) und wird ebenfalls vernachlässigt.

Insgesamt ergibt sich damit eine Korrekturtransferfunktion von

$$T_{kor}(k) = \underbrace{sinc^4(k \Delta z_r)}_{T_{ra}(k)} \underbrace{sinc^2(k \Delta z_r)}_{T_{dif}(k)} \underbrace{sinc^4(k \Delta z_r) sinc^2(k \Delta z_r)}_{T_{int}(k)} \quad (7.2)$$

mit $sinc(x) = \sin(\pi x)/(\pi x)$ und der vertikalen Wellenzahl k in m^{-1} . Das in Abbildung 7.5 dargestellte Scherspektrum der LADCP Daten ist in Abbildung 7.6 mit der Transferfunktion korrigiert dargestellt. Es ist eine gute Übereinstimmung beider Scherspektren bis zur $k < 0,017 m^{-1}$ zu erkennen. Für kleinere Wellenzahlen steigt das Scherspektrum der LADCP Daten aufgrund des Meßfehlers unrealistisch stark an. Zusammenfassend ist

(7.2) also eine brauchbare Transferfunktion, die eine Auflösung des Scherspektrums interner Wellen bis zu einer Wellenzahl von $k < 0,017 \text{ m}^{-1}$ ermöglicht. Dies gilt allerdings nur, solange die verwendeten LADCP Daten nicht stark verrauscht sind.

Einfluß des Hintergrundrauschens

Der Meßfehler des LADCPs ist stark von der Intensität des Rückstreusignals abhängig. Hat das vom LADCP empfangene Signal nur eine geringe Intensität, kann es schlecht gegenüber dem Hintergrundrauschen des Meßgerätes aufgelöst werden. Ein wichtiger Einflußparameter für die Intensität des Rückstreusignals ist das Vorhandensein von Rückstreupartikel oder Zooplankton. Die Tiefenverteilung der Rückstreumplitude im Verhältnis zu der ausgesendeten Intensität der Daten aus dem äquatorialen Somalibecken zeigt Abbildung 7.7. Hier wird deutlich, daß unterhalb von 1000 m eine um 6 Dezibel kleinere Rückstreumplitude im Vergleich zur Oberfläche vorhanden ist. Es ist also zu erwarten, daß die Datenqualität der LADCP Daten unterhalb von 1000 m abnimmt.

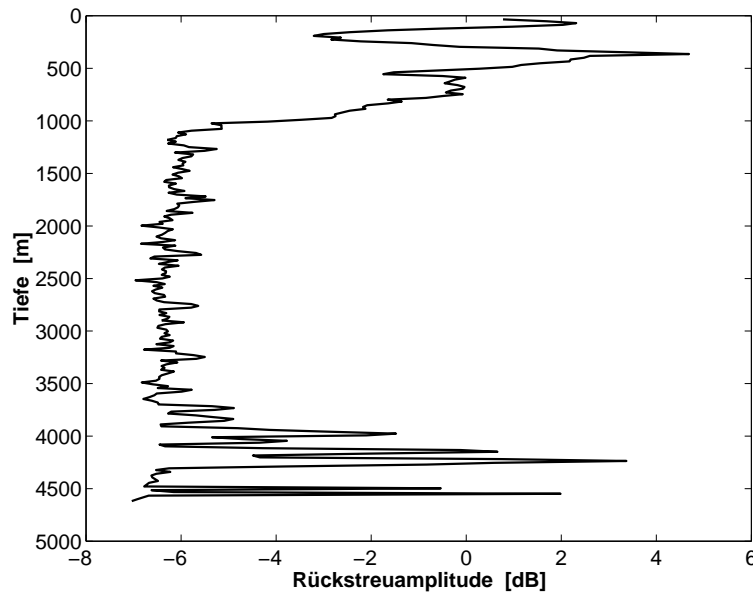


Abbildung 7.7: Tiefenverteilung der mittleren relativen Rückstreumplitude von 13 LADCP Messungen am Äquator. Die hohen Rückstreuwerte in größeren Tiefen kommen durch Schallreflexionen am Meeresboden zustande.

Die Intensität des Rückstreusignals ist außer von den Rückstreupartikeln von der gesendeten Signalintensität abhängig. Während der LADCP Messungen wird nur das Verhältnis der Intensität von dem gesendeten zu dem empfangenen Signal aufgezeichnet. Für eine Bestimmung des absoluten Wertes müßten zusätzlich die Innentemperatur des LADCPs sowie Informationen über den Ladungszustand der Energieversorgung bekannt

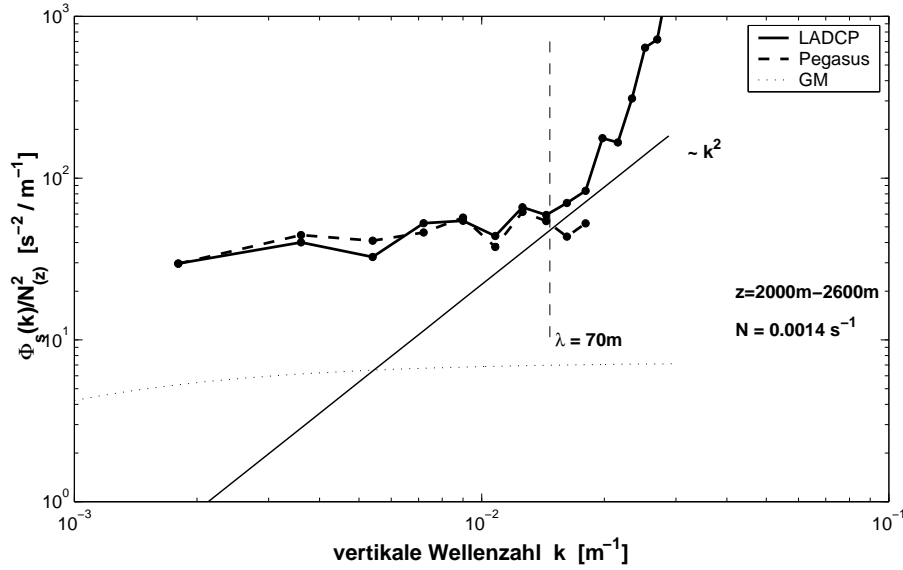


Abbildung 7.8: Scherspektren von LADCP und Pegasus Messungen vom Äquator bei 57°O . Die geringe Rückstreuamplitude in dieser Tiefe führt zu einer k^2 Abhängigkeit des Scherspektrums für Wellenzahlen zwischen $0,014 \text{ m}^{-1} < k < 0,017 \text{ m}^{-1}$.

sein (*RD Instruments*, 1998). Diese Daten sind hier aber nicht verfügbar.

Auch wenn die Größenordnung des Hintergrundrauschens der Geschwindigkeitsaufzeichnung nicht direkt aus den Daten ableitbar ist, kann das Rauschen in den Scherspektren erkannt werden. Wird das Rauschen als zufallsverteilt („weißes“ Rauschen) betrachtet, besitzt das Spektrum des Rauschens für jede Wellenzahl die gleiche spektrale Energiedichte. Die Verteilung der Energiedichte der Horizontalgeschwindigkeit in Abhängigkeit der vertikalen Wellenzahl ist nach Gleichung (6.3) proportional zu k^{-2} , wodurch nur die Energie von Wellen mit großer Wellenzahl vom Rauschen beeinflusst sein kann. Die Ableitung der Geschwindigkeit nach der Tiefe führt im (ω, k) -Raum dazu, daß die vorher konstant verteilte Energiedichte des Hintergrundrauschens nun eine k^2 Abhängigkeit erhält. Das ozeanische Scherspektrum ist dagegen unabhängig von der Wellenzahl verteilt. Überwiegt das Hintergrundrauschen über das eigentliche Meßsignal, so muß die vorher konstante Energiedichte eine k^2 - Abhängigkeit bei größeren Wellenzahlen aufweisen.

Ein Beispiel für ein solches Verhalten verdeutlicht Abbildung 7.8. Die Scherspektren der beiden Messungen stimmen für kleinere Wellenzahlen sehr gut überein. Im Bereich von $k_z > 0,014 \text{ m}^{-1}$ steigt die Energiedichte der LADCP Spektren aber an. Die Spektren der Pegasusdaten bleiben dagegen weiter konstant. Die Steigung des Anstiegs steht im Einklang mit der zu erwartenden Steigung der Scherspektren aufgrund von Hintergrundrauschen. Wichtig für die Auflösung des Hintergrundrauschens ist hierbei eine von

Fischer und Visbeck (1993) leicht abgeänderte Datenauswertung, die unten beschrieben wird.

Die spektrale Energie großer Wellenzahlen hat großen Einfluß auf die Berechnung der Varianz der Scherung, die für die Dissipationsabschätzungen benötigt wird. Aufgrund der Kohärenz zwischen den LADCP und Pegasuspektren können die mit der Transferfunktion korrigierten LADCP Scherspektren bei hoher Intensität des Rückstreusignals bis zu einer Wellenzahl von $k = 0,017 \text{ m}^{-1}$ für die Untersuchungen verwendet werden. Bei einer Rückstreuintensität kleiner als -5 dB kann dagegen die Varianz der LADCP Spektren nur bis zu einer Wellenzahl von $k \approx 0,014 \text{ m}^{-1}$ berücksichtigt werden.

Datenbehandlung

Für die Berechnung von Scherspektren wurde das in Abschnitt 3 beschriebene Auswertungsverfahren für LADCP Rohdaten von *Fischer und Visbeck* (1993) modifiziert. Die Änderungen betreffen die Differenzierung der gemessenen Geschwindigkeitsprofile mit der Tiefe, die oberen Schranken für Ausreißer bei der Berechnung des mittleren Scherprofils und die Behandlung der Daten in Tiefenbereichen mit hoher Rückstreuamplitude aufgrund von Bodenreflexion.

Wie bereits erwähnt, wurden die Scherprofile mit einem einfachen Differenzenverfahren gewonnen. Um den Einfluß des Hintergrundrauschens nicht zu verfälschen, wurden die Scherungen nur geringfügig editiert. Als obere Schranke für die Behandlung von Ausreißern der Scherwerte wurde die dreifache Standardabweichung des Mittelwertes der Scherung eines Tiefenbins verwendet. Mit diesem Kriterium werden weniger als 1% der Werte als Ausreißer markiert. In dem von *Fischer und Visbeck* (1993) beschriebenen Verfahren wird die zweifache Standardabweichung als obere Schranke verwendet, wodurch zwischen 5% und 10% der Werte nicht in das mittlere Scherprofil eingehen.

Das LADCP empfängt in gewissen Abständen zum Meeresboden das vom Boden reflektierte Schallsignal. Bei der während M32/1 und M32/4 verwendeten Pingrate von $0,81 \text{ s}^{-1}$ wird eine starke Rückstreuamplitude in einem Abstand von ca. 600 m und eine zweite leicht erhöhte Rückstreuamplitude in einem Abstand von 1200 m gemessen. Während M32/6 wurde eine Pingrate von $0,58 \text{ s}^{-1}$ verwendet, die zum Empfang des am Boden reflektierten Signals in einem Abstand von ca. 400 m und 800 m führt.

Aufgrund der hohen Intensität des Rückstreusignals kommt es bei der Aufzeichnung der Geschwindigkeitswerten in diesen Abständen zu Fehlern, die zu hohen Scherungen in den Profilen führen können. Um Fehler in dem Scherspektren zu vermeiden, wurden die Tiefenintervalle mit hohen Rückstreuamplituden nicht in die Berechnungen einbezogen. Dabei wurde in allen Profilen die in 400 m bzw. 600 m auftretende Reflexion als Ausreißer gekennzeichnet. Die in geringerer Tiefe auftretende Bodenreflexion wurde nur dann editiert, wenn eine erhöhte Reflexion deutlich ausgeprägt war. Dies wurde überwiegend

bei Messungen über ebenen Meeresböden festgestellt.

Die Herausnahme der durch eine erhöhte Rückstreuamplitude beeinflussten Werte führt dazu, daß in diesen Abständen zum Meeresboden keine Scherspektren berechnet werden können. Die beeinflussten Tiefenintervalle erstrecken sich über ca. 200 m, wodurch auch zwischen dem Boden und dem tieferen Rückstreusignal keine Abschätzung des Scherspektrums möglich ist. Diese Maßnahme ist notwendig, um den Fehler des Scherspektrums möglichst klein zu halten.

Fehlerabschätzung

Eine absolute Bestimmung des Fehlers bei der Berechnung der Scherspektren aus LADCP Daten ist aufgrund zu vieler unbekannter Einflüsse nicht möglich. Eine Abschätzung kann aber durch Vergleiche mit aus anderen Meßinstrumenten berechneten Scherspektren angegeben werden.

Aufgrund der vom Pegasus System unabhängigen Korrektur der LADCP Scherspektren können die Scherspektren der Pegasusdaten für den Vergleich mit den LADCP Daten herangezogen werden. Die Scherspektren der beiden Datensätze wurden jeweils über identische Tiefenabschnitte mit 550 m Mächtigkeit berechnet. Um identische Tiefenabschnitte untersuchen zu können, wurden die Pegasusgeschwindigkeiten (alle 10 m) auf die Tiefenabstände der LADCP Daten interpoliert (alle 16 m). Die Varianz der Scherung wurde dann durch Integration der Spektren über die durch den Einfluß des Hintergrundrauschens vorgegebenen Wellenzahlbereiche bestimmt. In diesem Vergleich, sowie in den nachfolgenden Untersuchungen, wurden nur die Fierprofile der direkten Strömungsmessungen verwendet. Die Ergebnisse der beiden Berechnungen wurden in Abbildung 7.9 zueinander ins Verhältnis gesetzt.

Die mittlere Varianz der LADCP Scherspektren ist in den oberen 1500 m etwas geringer als die der Pegasus Scherspektren. Der Mittelwert des Verhältnisses liegt hier zwischen 1,1 und 1,2. Unterhalb von 1500 m liegt das mittlere Verhältnis zwischen 0,85 und 0,95. Die Standardabweichung des Verhältnisses der Varianzen beträgt 0,18. Oberhalb einer Tiefe von 1500 m ist die Standardabweichung jedoch geringer. Diese Tatsache ist vermutlich auf die erhöhte Rückstreuamplitude in diesem Teil der Wassersäule zurückzuführen.

Wichtig für die später folgende Berechnung des turbulenten Austauschkoeffizienten und der Dissipation ist, daß das mittlere Verhältnis nur geringfügig von 1,0 verschieden ist. Die Varianz der Scherung geht quadratisch in die Berechnung der Dissipation ein. Aufgrund der systematischen Abweichung der Mittelwerte der Scherungsvarianz bei den Messungen ist im Mittel ein Fehler von einem Faktor kleiner als 1,5 in der Berechnung der Dissipation zu erwarten. Die im letzten Abschnitt vorgestellte Parameterisierung (Gleichung 6.16) führt jedoch nur zu einer auf einen Faktor von 2 genauen Bestimmung der Dissipation. Der durch die systematischen Differenzen auftretende Fehler ist also gerin-

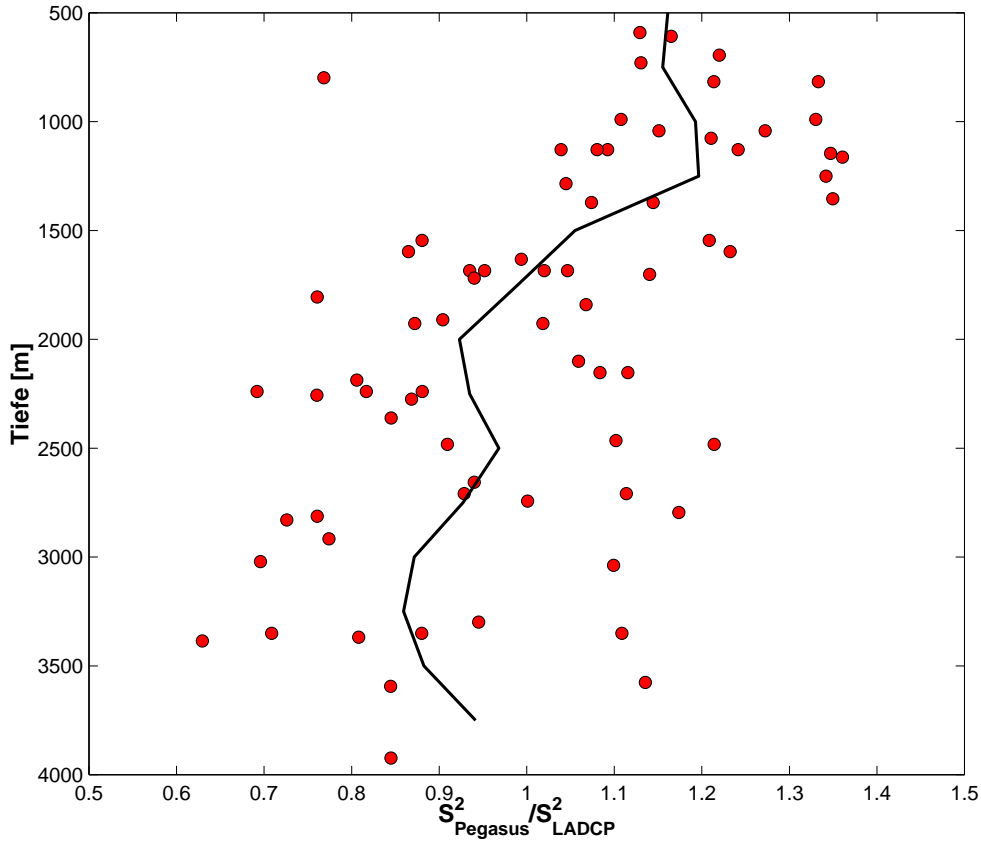


Abbildung 7.9: Verhältnis der Schervarianzen der Pegasus Fierprofile zu den LADCP Fierprofilen gegen die Tiefe. Die durchgezogene Linie kennzeichnet das mittlere Verhältnis. Für den Vergleich wurden insgesamt 16 nahezu simultan gemessene Fierprofilpaare verwendet.

ger als die Genauigkeit der Parameterisierung selbst, trägt aber zu einer Erhöhung des Gesamtfehlers bei.

Kunze *et al.* (2000) verglichen die mit der Transferfunktion (7.2) korrigierten Spektren mit Scherspektren von simultan gemessenen XCP Daten. Für den Wellenzahlbereich zwischen $0,0017 < k < 0,0125 \text{ m}^{-1}$ war das mittlere Verhältnis der beiden Spektren 1,0. Die Streuung der einzelnen Verhältnisse lag zwischen 0,9 und 1,2. Der Vergleich wurde mit Daten aus einem Tiefenbereich zwischen der Oberfläche und 1700 m durchgeführt. Verglichen mit den in Abbildung 7.9 dargestellten Ergebnissen ist die Streuung des Verhältnisses in dem erwähnten Tiefenbereich in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Kunze *et al.* (2000).

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Genauigkeit der aus LADCP Daten berechneten Scherspektren höher ist als die Genauigkeit der Parameterisierung der turbulenten Dissipation und des Austauschkoeffizienten. Eine Einschränkung ist jedoch mit der Auflösung der spektralen Energie von großen vertikalen Wellenzahlen verbunden. Ist

die spektrale Dichte konstant über die Wellenzahl verteilt, ähnlich des kanonischen Scherspektrums von *Garrett et al.* (1981), läßt sich die Gesamtvarianz der Scherung vollständig aus dem vom LADCP aufgelösten Teilbereich des Spektrums berechnen. Es sind jedoch auch Formen von Scherspektren bekannt, die abhängig von der Wellenzahlen zu- oder abnehmen (z.B. *Kunze und Sanford*, 1996). Ein solches Verhalten kann mit den LADCP Daten nicht adäquat aufgelöst werden. Der durch die Voraussetzung eines GM ähnlichen Spektrums mögliche Fehler wird im Zusammenhang mit den Dissipationsabschätzungen diskutiert. Die aufgrund der ozeanographischen Fragestellungen gesuchten Signale der vertikalen Vermischung unterscheiden sich hier um einen Faktor 5 bis 50. Diese Signale können mit den LADCP Daten aufgelöst werden.

7.2.4 Verteilung der Scherungsvarianz im Untersuchungsgebiet

Die Untersuchung der Verteilung der spektralen Energie der Scherung kann durch die entsprechend ausgewerteten LADCP Profile auf ein weit größeres Gebiet ausgedehnt werden. Insgesamt stehen über 250 LADCP Profile zur Verfügung, wovon 121 bis in Bodennähe gefahren wurden.

Die Scherspektren der LADCP Daten wurden mit dem in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Verfahren berechnet. Die Fouriertransformation wurde mit Segmenten der Scherkomponentenprofile mit einer Länge von 32 Stützstellen durchgeführt, die einem Tiefenintervall von 550 m entsprechen. Vor der Fouriertransformation wurden die ersten und letzten 10% der Schersegmente mit einem 1/2-Cosinus Datenfenster belegt. Das Scherspektrum berechnet sich aus der Addition der Komponentenspektren.

In diesem und den folgenden Abschnitten wird anstelle der Verteilung der Scherung die Verteilung der Varianz der Scherung beschrieben. Sie ergibt sich aus der Integration des Scherspektrums über den aufgelösten Wellenzahlbereich. Zum Zweck der Anschaulichkeit wird die Varianz der Scherung zusätzlich mit der Varianz der Scherung des Modells von *Garrett und Munk* (1975) normiert, wobei die lokale Schichtung bei der Evaluierung des Modells berücksichtigt wird.

$$\frac{S^2}{S_{GM}^2} = \frac{1/(k_2 - k_1) \int_{k_1}^{k_2} (\Phi_s(k)/N^2) dk}{1/(k_2 - k_1) \int_{k_1}^{k_2} (\Phi_{GMs}(k)/N^2) dk} \quad (7.3)$$

N repräsentiert hier die mittlere Brunt-Väisälä-Frequenz über das Tiefenintervall, welches für die Bestimmung der Schervarianz verwendet wurde. In den oberen 1000 m wurde die Wellenzahl $1/62 \text{ m}^{-1}$ als obere Integrationsgrenze benutzt. Zwischen 1000 m und 2000 m Tiefe wurde dagegen aufgrund des erhöhten Hintergrundrauschens $k_2 = 1/69 \text{ m}^{-1}$ verwendet und in Tiefen größer als 2000 m nur die spektrale Energie der Wellenzahlen kleiner als $1/79 \text{ m}^{-1}$ bei der Integration berücksichtigt. Entsprechende Wellenzahlintervalle wurden bei der Integration des GM76 Wellenzahlspektrums für die Berechnung der Verhältnisse

der Scherungsvarianzen herangezogen. Das Quadrat des Verhältnisses ist proportional zur turbulenten Dissipation und zum vertikalen Austauschkoeffizienten.

Räumliche Verteilung der Scherungsvarianz

Die mit dem GM76 Modell normierte Varianz der Scherung für verschiedene Tiefenintervalle ist anhand der während M32/6 Reise aufgenommenen LADCP Daten in Abbildung 7.10 dargestellt. Deutlich zu erkennen ist eine mit der Tiefe zunehmende Schervarianz, welche auch anhand der Pegasusdaten in Abschnitt 7.2.2 festgestellt wurde. Während zwischen 400 m und 950 m nur selten Werte größer als 2 auftreten, liegt das Verhältnis zum GM76 Modell in Tiefen zwischen 2700 m und 3250 m fast überall zwischen 3 und 8.

Im Einklang mit den im letzten Kapitel vorgestellten Ergebnissen ist die Schervarianz der LADCP Profile am Äquator in allen Darstellungen höher als die Varianz des GM76 Modells. Die Verteilung der Schervarianz zeigt aber auch in den einzelnen Tiefenintervallen erhöhte Werte über variabler Bodentopographie. Dieses Verhalten läßt sich besonders gut anhand der Daten über dem Arabisch-Indischen Rücken erkennen. Im Somalibecken nördlich von 3° N, entfernt von dem Rücken und dem Kontinentalabhang liegt das Verhältnis bis in eine Tiefe von 2150 m zwischen 0.5 und 2. Die Werte über dem Rücken und an dem Kontinentalabhang zeigen dagegen schon zwischen 400 m und 950 m erhöhte Varianzverhältnisse auf. Zwischen 1000 m und 1550 m und zwischen 1600 m und 2150 m ist das Verhältnis der Scherungen fast aller Messungen über dem Rücken größer als 2, wobei Maximalwerte bis 5 erreicht werden. Bemerkenswert dabei ist, daß sich das erhöhte Varianzverhältnis fast in jedem Profil über dem Rücken erkennen läßt.

In dem Tiefenintervall zwischen 2700 m und 3250 m zeigen sich die höchsten Schervarianzen in der unmittelbaren Nähe zu Veränderungen der Bodentopographie. Dieses Verhalten ist in den Daten aus dem Arabischen Becken besonders gut zu erkennen, da hier die Messungen fast ausschließlich in der Nähe des Arabisch-Indischen Rückens durchgeführt wurden. Direkt über dem Rücken und den Kontinentalabhängen sind in dieser Tiefe keine Daten mehr vorhanden. Eine Abnahme der Schervarianzen in größerer Entfernung zu topographischen Veränderungen ist im zentralen nördlichen Somalibecken angedeutet. Auch die Daten der anderen FS METEOR Reisen zeigen im zentralen nördlichen Becken in Tiefen unterhalb von 2500 m im Vergleich zu den Schervarianzen am Arabisch-Indischen Rücken verringerte Werte. Südlich von 2° S ist die Scherung dagegen nur geringfügig gegenüber dem Modell erhöht.

Insgesamt läßt sich ein erhöhtes Verhältnis der durch interne Wellen hervorgerufenen Scherung in Zusammenhang mit variabler Bodentopographie feststellen. Die Daten zeigen gegenüber dem GM76 Modell eine stark erhöhte Scherungsvarianz, sowohl direkt über topographischen Hindernissen als auch in geringen horizontalen Abständen zu

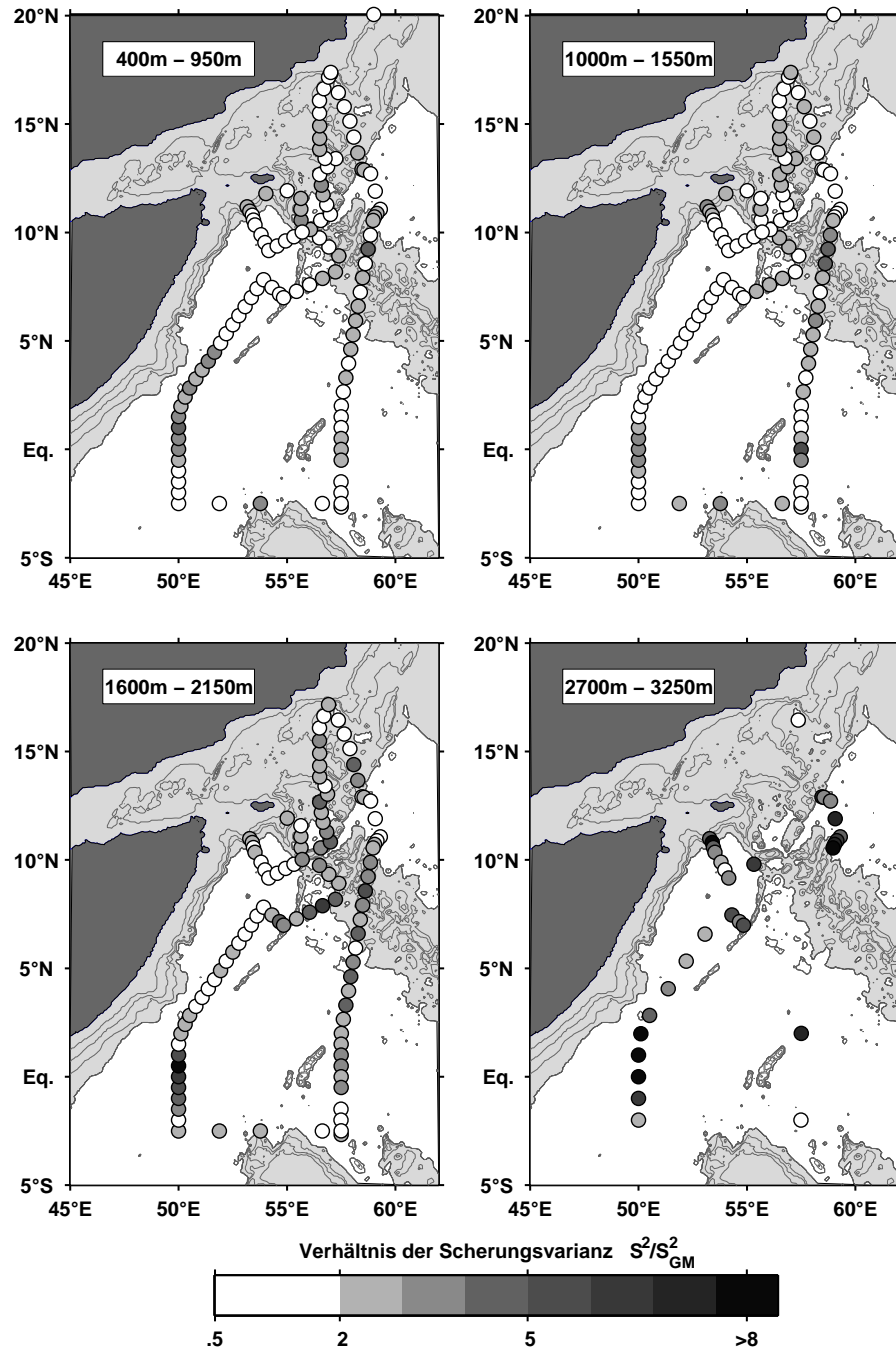


Abbildung 7.10: Varianz der Scherung der LADCP Messungen im Verhältnis der Varianz der Scherung des GM76 Modells für verschiedene Tiefenintervalle während M32/6. Meeresgebiete flacher als 4000 m sind hellgrau unterlegt. Die 3500 m, 3000 m und 2000 m Isobathen kennzeichnen die Bodentopographie.

diesen. Im Vergleich zu ähnlichen Ergebnissen in Publikationen sind die Abstände zu der Topographie, in denen noch erhöhte Schervarianzen auftreten, sehr groß. Erhöhte Schervarianzen werden beispielsweise auch in Zusammenhang mit untermeerischen Kuppen beobachtet. Allerdings nimmt dort die Scherung bereits in einer Entfernung von 10 km zu den Kuppen wieder die mit dem GM76 Modell vergleichbare Werte an (z.B. *Kunze und Toole*, 1997; *Eriksen*, 1998). In dieser Untersuchung ist die Scherung selbst in 200 km entfernt von dem Rücken noch gegenüber der Scherung des GM76 Modells erhöht. Nördlich des Äquators wurden die höchsten Schervarianzen im Arabischen Becken in Tiefen über 2700 m festgestellt.

Räumliche Verteilung der vertikalen Polarisierung

Eine mögliche Erklärung der oben geschilderten Beobachtungen bieten interne Wellen, die durch den Monsun an der Oberfläche angeregt werden und aufgrund der Reflexion an der variablen Topographie schneller kleinere Wellenlängen annehmen, als allein durch Wellen-Wellen Wechselwirkung zu erwarten wäre. Diese Modellvorstellung impliziert allerdings einen nach unten gerichteten Energiefluß interner Wellen. In Abschnitt 7.2.2 wurde anhand der Pegasusdaten aus dem Somalibecken eine erhöhte zyklonale vertikale Polarisierung des Scherfeldes interner Wellen festgestellt, welches gleichbedeutend mit einer überwiegend nach oben gerichteten Vertikalpropagation von internen Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz ist. Damit ist die oben genannte These nicht haltbar.

Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wurden die Daten aus dem nördlich des Äquator gelegenen Untersuchungsgebiet in drei Gebiete aufgeteilt. Alle LADCP und Pegasusdaten aus dem Somalibecken, dem Arabischen Becken und direkt über dem Arabisch-Indischen Rücken bildeten jeweils ein Ensemble. Das Verhältnis der Rotationskomponentenspektren wurde aus jedem einzelnen Profil über ein Tiefenintervall von 550 m, beginnend mit der größten Tiefe des Profils, berechnet.

In allen drei Teilgebieten wurde ein erhöhtes Verhältnis der spektralen Energie der zyklonalen Vertikalpolarisation zu der antizyklonalen Vertikalpolarisation des Scherfeldes festgestellt (Abbildung 7.11). Das höchste Verhältnis wurde dabei direkt über dem Arabisch-Indischen Rücken in einer Tiefe zwischen 1500 m und 3000 m festgestellt. Das mittlere Verhältnis liegt hier maximal bei 1,7 und fällt zur Oberfläche hin auf 1 ab. Im Somalibecken liegt das mittlere Verhältnis zwischen 1500 m und 3000 m bei 1,2. Ähnlich verhält sich das mittlere Verhältnis im westlichen Arabischen Becken.

Diesen Ergebnissen zufolge existiert im nördlich des Äquators gelegenen Untersuchungsgebiet ein netto aufwärts gerichteter Energiefluß interner Wellen, welcher die höchsten Werte direkt über dem Arabischen Rücken in Tiefen zwischen 1500 m und 3000 m annimmt. Dies steht im Widerspruch zu der einfachen Modellvorstellung von an der Ober-

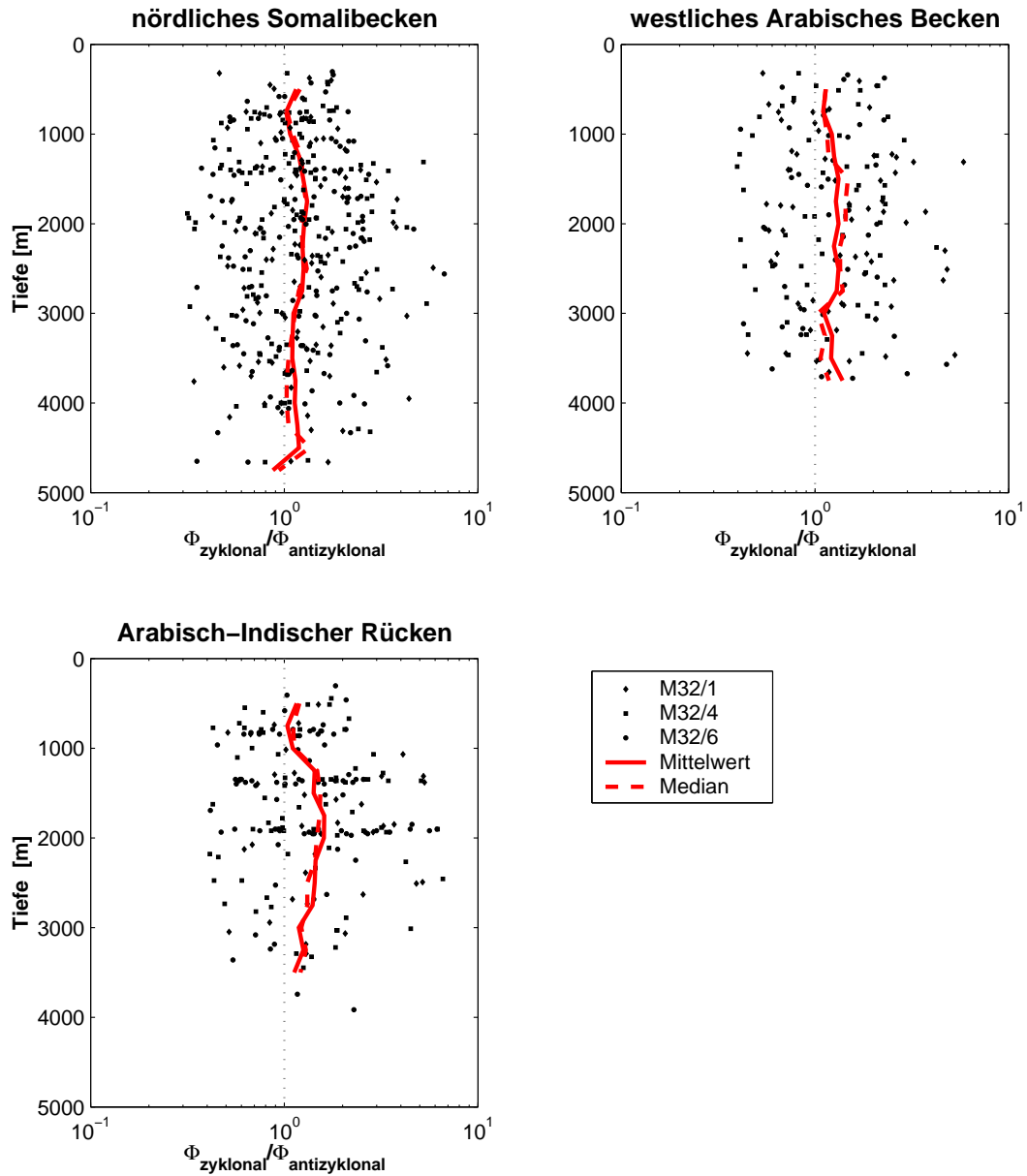


Abbildung 7.11: Tiefenverteilung des Verhältnisses der Energiedichte des vertikal zyklonal polarisierten horizontalen Scherfeldes zu der Energiedichte des vertikal antizyklonal polarisierten Scherfeldes in drei Teilgebieten des nördlichen Indischen Ozeans.

fläche angeregten internen Wellen. Die Tatsache, daß sowohl die Scherung als auch der nach oben gerichtete Energiefluß des internen Wellenfeldes maximale Werte in unmittelbarer Nähe zum Arabisch-Indischen Rücken aufweisen, deutet auf einen Anregungsmechanismus der internen Wellen durch Wechselwirkung mit der Topographie hin. Diese Diskussion wird in Abschnitt 7.4.1 fortgeführt.

Zeitliche Variabilität des Scherungsfeldes

Um weitere Informationen über das interne Wellenfeld zu erhalten, wurde die zeitliche Variabilität der spektralen Energie des Scherfeldes anhand von Unterschieden zwischen den einzelnen Reisen untersucht. Hierzu wurden LADCP Profilpositionen gewählt, an denen auf allen drei FS METEOR Reisen Daten aufgenommen wurden. Der Positionsabstand der auf unterschiedlichen Fahrten aufgenommenen Daten sollte dabei nicht mehr als 20 km betragen, damit der Vergleich nicht durch näher an topographischen Hindernissen durchgeführten Messungen verfälscht wird. Insgesamt erfüllten 13 bis in Bodennähe gefahrene Profile aus dem Somalibecken und dem Arabischen Becken jeder Reise dieses Kriterium.

Die mittleren Scherspektren für die bereits in Abbildung 7.10 ausgewählten Tiefenintervalle sind in Abbildung 7.12 dargestellt. In den jeweiligen Tiefenabschnitten läßt sich eine gute Übereinstimmung der spektralen Dichtefunktionen verschiedener Reisen in ihrer Größenordnung und in der Wellenzahlabhängigkeit feststellen. Keine der dargestell-

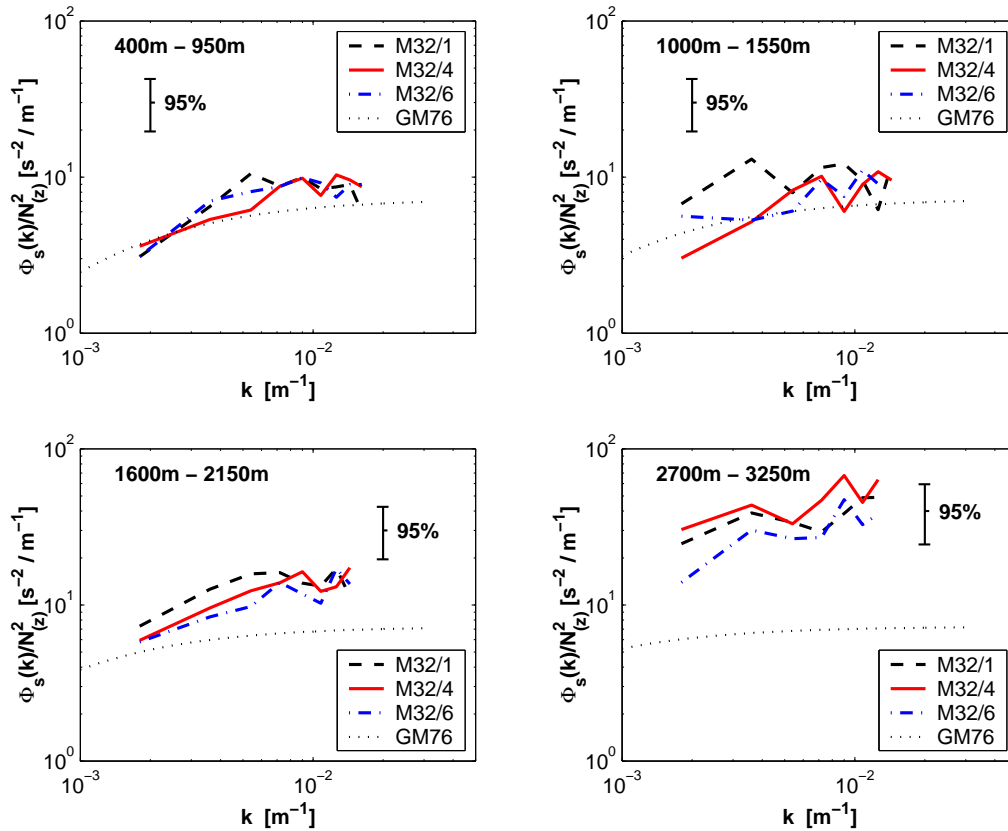


Abbildung 7.12: In verschiedenen Tiefenintervallen berechnete LADCP Scherspektren für die einzelnen Meteor-Reisen. Von jeder Reise wurden 13 Profile verwendet, deren Positionen auf allen Reisen beprobt wurden.

ten spektralen Dichtefunktionen weicht mit 95% Wahrscheinlichkeit von den anderen ab. Es läßt sich also die Aussage treffen, daß die Energiedichte der Scherung interner Wellen im April, Juni und August statistisch von gleicher Größenordnung ist.

Die Energiedichte des M32/4 Spektrums zeigte allerdings im Tiefenabschnitt zwischen 2700 m und 3250 m ein um den Faktor 1,2 erhöhtes Energieniveau gegenüber der Energiedichte des M32/6 Spektrums. Eine während M32/4 gegenüber den anderen Reisen leicht erhöhte Varianz der Scherung konnte auch anhand der Pegasusdaten festgestellt werden (Abschnitt 7.2.2).

7.3 Verteilung der Dissipation und des vertikalen Austausches

In diesem Abschnitt werden die Dissipationsraten der turbulenten kinetischen Energie sowie die turbulenten vertikalen Austauschkoeffizienten im nordwestlichen Arabischen Meer quantitativ untersucht. Die Untersuchungen in Kapitel 5 haben gezeigt, daß in der Tiefe des Somalibeckens keine ausgeprägten großskaligen Scherströmungen vorhanden sind. Aufgrund dieser Tatsache kann die turbulente Dissipationsrate anhand der Gregg-Henyei-Polzin Parameterisierung (6.16) abgeschätzt werden, die in Abschnitt 6.3.2 vorgestellt wurde.

In den ersten beiden Abschnitten dieses Kapitels konnte bereits eine erhöhte Scherungsvarianz in größeren Tiefen und in Zusammenhang mit variabler Bodentopographie im nördlich des Äquators gelegenen Untersuchungsgebiet festgestellt werden. Da die Dissipationsrate proportional zum Quadrat der lokalen Varianz des Scherfeldes ist, ergibt sich hier eine Voraussetzung für eine erhöhte Vermischungsrate im Untersuchungsgebiet. Weitere Parameter der Dissipation sind die lokale Schichtung und die Frequenzverteilung des internen Wellenfeldes. Vor der Darstellung der Untersuchungen der turbulenten Dissipationsrate und des vertikalen Austausches wird daher auf die Verteilung dieser Einflußgrößen eingegangen.

7.3.1 Verteilung des Schichtungsparameters

Beobachtungen von erhöhten vertikalen Austauschraten im Ozean konnten in einigen Fällen überwiegend auf eine schwache mittlere Schichtung im Untersuchungsgebiet zurückgeführt werden (z.B. *Polzin und Firing*, 1997; *Kunze et al.*, 2000). Beispielsweise zeigten Dissipationsabschätzungen aus dem Gebiet der Gibbs Bruchzone im Atlantik Werte im Bereich zwischen $2 \times 10^{-10} \leq \epsilon \leq 2 \times 10^{-9}$, die vergleichbar mit typischen ozeanischen Dissipationswerten sind (*Kunze et al.*, 2000). Aufgrund der dort vorgefundenen schwachen Schichtung im Vergleich zu in mittleren Breiten üblichen Schichtungsverhältnissen ist der dortige Austauschkoeffizient jedoch bis zu einem Faktor von 10 höher als normalerweise im Ozean vorgefundene Werte.

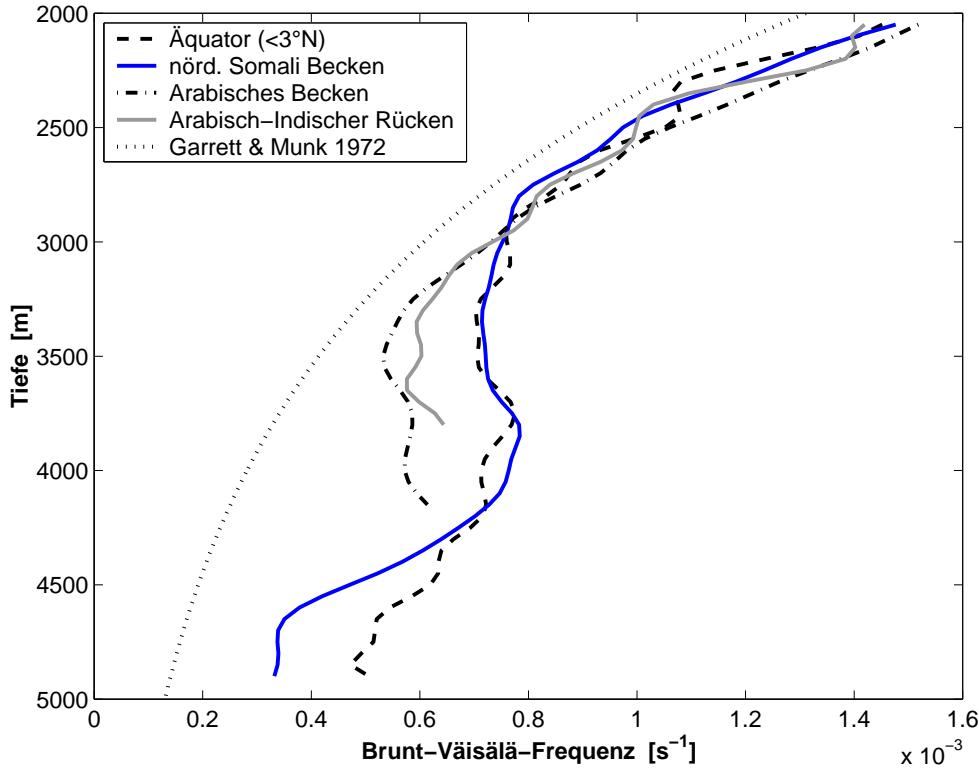


Abbildung 7.13: Vertikalverteilung der mittleren Brunt-Väisälä-Frequenz aus den verschiedenen Teilgebieten. Die gepunktete Linie repräsentiert die im GM76 Modell verwendete Schichtungsverteilung $N(z) = N_0 e^{-(z-z_0)/b}$, mit $N_0=0,0052 \text{ s}^{-1}$, $b=1300 \text{ m}$ und $z_0=200 \text{ m}$ (*Garrett und Munk, 1972*)

Ein Vergleich der Schichtungsverhältnisse aus den verschiedenen Teilgebieten des nordwestlichen Indischen Ozeans zeigt in Tiefen unterhalb von 2000 m höhere Werte als die von *Garrett und Munk* (1972) verwendete exponentielle Modellverteilung (Abbildung 7.13). Bis in eine Tiefe von 3000 m stimmt die Modellschichtung gut mit den Beobachtungen überein. Im Tiefenintervall zwischen 3000 m und 4200 m ist die Brunt-Väisälä-Frequenz im äquatorialen und nördlichen Somalibecken nahezu konstant und im Mittel doppelt so groß wie die über den gleichen Tiefenbereich gemittelte Modellkurve.

Im westlichen Arabischen Becken und über dem Arabisch-Indischen Rücken nimmt die Brunt-Väisälä-Frequenz erst bei einer Tiefe von etwa 3500 m einen konstanten Wert an. In dem Tiefenintervall zwischen 3500 m und 4200 m ist die mittlere Brunt-Väisälä-Frequenz daher im westlichen Arabischen Becken um ca. 25 % geringer als in der gleichen Tiefe des Somalibeckens.

Unterhalb von 4300 m nimmt die Schichtung im nördlichen Somalibecken im Vergleich zu der äquatorialen Schichtung stärker ab. Eine mögliche Ursache für die geringe mittlere Schichtung ist eine erhöhte vertikale Vermischung in Bodennähe des Somalibeckens.

Andererseits kann dieses Verhalten auch durch eine topographische Barriere erklärt werden. In Kapitel 5 weisen die Temperatur- und Salzgehaltsverteilungen auf dem westlichen Schnitt bereits auf eine Behinderung des sich nach Norden ausbreitenden Tiefenwassers aufgrund eines topographischen Rückens bei 4° N hin.

7.3.2 Das lokale Verhältnis des Scherfeldes zum Spannungsfeld

Die Abhängigkeit der Dissipation von der Frequenzverteilung des lokalen internen Wellenfeldes wurde in Abschnitt 6.3 beschrieben. Das Frequenzspektrum wird aber von keinem der für diese Arbeit zur Verfügung stehenden Datensätze vollständig aufgelöst, so daß hier stellvertretend zur Berechnung der Frequenzverteilung das Verhältnis des Scherfeldes zum Spannungsfeld interner Wellen verwendet wird. Diese indirekte Abschätzung nutzt die Tatsache, daß interne Wellen mit niedrigen Frequenzen ein hohes Verhältnis der Scherung zur Spannung aufweisen, interne Wellen mit hohen Frequenzen dagegen ein kleines Verhältnis. In dem Modell von *Garrett und Munk* (1975) hat das Verhältnis der Scherung zur Spannung den Wert $R_{GM}=3$.

Die Berechnung der Scher- und Spannungsspektren wurde mit den in Abschnitt 6.2.2 beschriebenen Verfahren durchgeführt. Im Unterschied zu den äquatorialen Abschätzungen wurde die vertikale Auslenkung hier nicht aus Temperaturprofilen, sondern aus den Dichteprofilen bestimmt. Die aus dem nördlichen Somalibecken berechneten Temperaturgradienten waren ungeeignet, da in den oberen 2000 m aufgrund des eingeschichteten Roten Meer Wassers Temperaturinversionen auftraten. Das Verhältnis der Scherung zur Spannung wurde für jedes einzelne Profil über ein Tiefenintervall von 550 m, beginnend mit der größten Tiefe, bestimmt. Der Mittelwert wurde unter Berücksichtigung der logarithmischen Verteilung des Verhältnisses gebildet.

Die Ergebnisse der Berechnung (Abbildung 7.14) machen deutlich, daß in den Gebieten mit erhöhter Scherungsvarianz auch ein erhöhtes Verhältnis der Scherung zur Spannung beobachtet wird. Im nördlichen Somalibecken und im westlichen Arabischen Becken liegt das mittlere Verhältnis oberhalb von 2000 m zwischen $2 \leq R_\omega \leq 3$. Zwischen 2000 m und 2800 m steigt das Verhältnis mit der Tiefe stark an, wobei Werte zwischen 5 und 6 erreicht werden. In Tiefen größer als 2800 m ist das Verhältnis wieder nahezu konstant verteilt.

Das hohe Verhältnis der Scherung zur Spannung in Tiefen unterhalb von 2800 m zeigt, daß das lokale interne Wellenfeld überwiegend durch Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz dominiert wird. Oberhalb von 2000 m liegt dagegen eine mit dem GM Modell vergleichbare Frequenzverteilung des internen Wellenfeldes vor.

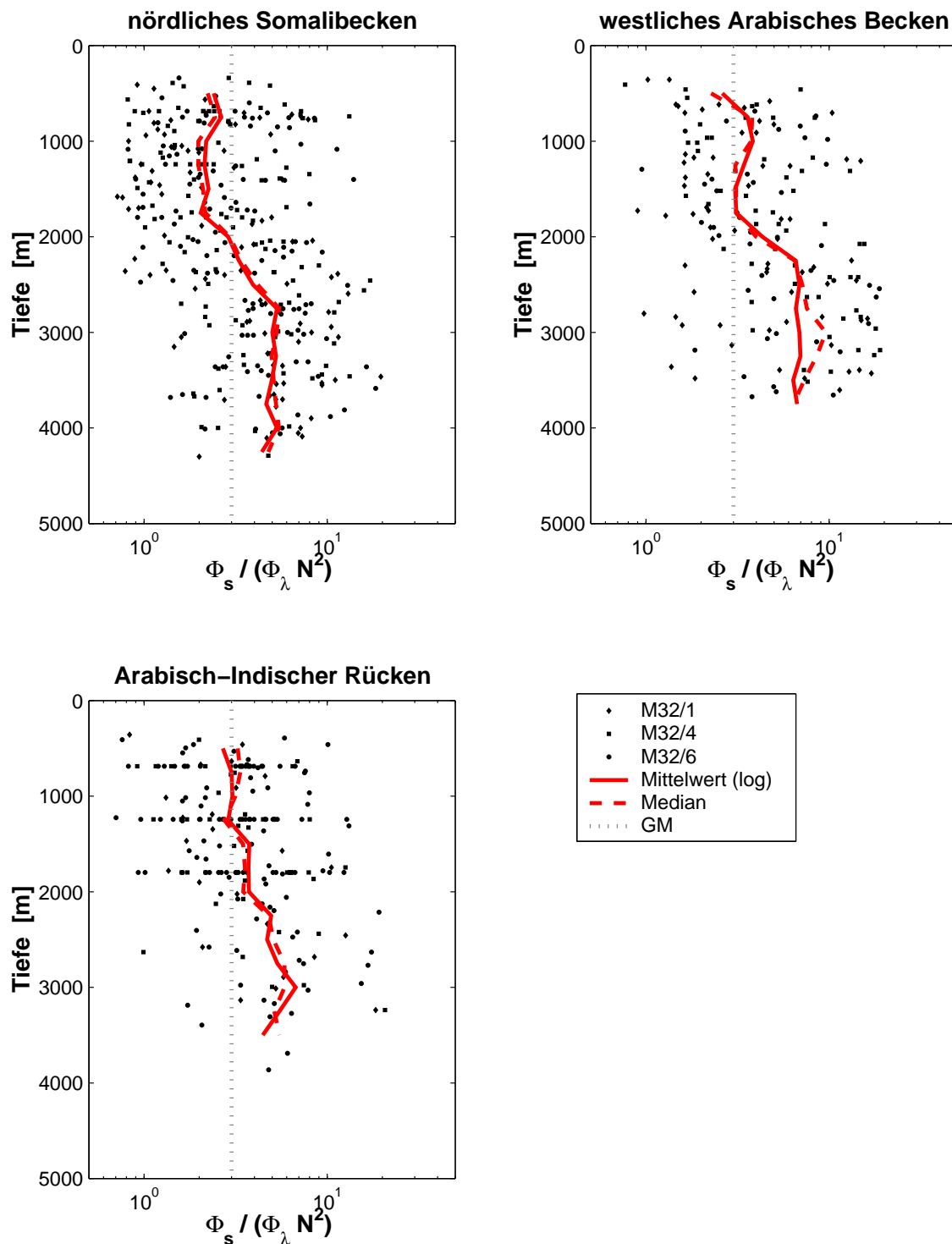


Abbildung 7.14: Vertikalverteilung des Verhältnisses der Scherung zur Spannung des internen Wellenfeldes in den verschiedenen Teilgebieten. Das Spannungsfeld wurde aus dem Dichtefeld bestimmt. Die gepunktete Linie kennzeichnet das von *Garrett und Munk* (1975) berechnete Verhältnis. Der Mittelwert wurde unter Berücksichtigung einer logarithmischen Verteilung der Verhältnisse gebildet.

Bemerkenswert dabei ist der markante Übergang zwischen den beiden Frequenzregimen, der sich im Somalibecken auf das Tiefenintervall zwischen 2000 m und 2800 m und im Arabischen Becken auf das Tiefenintervall zwischen 2000 m und 2500 m beschränkt. Über dem Arabischen Rücken ist der Übergang nicht so deutlich ausgeprägt. Dies kann aber durch die geringe Datendichte unterhalb von 2000 m bedingt sein.

Die Untersuchungen der Abhängigkeit der Dissipationsrate von der Frequenzverteilung des internen Wellenfeldes von *Polzin et al.* (1995) zeigten, daß in einem von Trägheitswellen dominierten Wellenfeld weniger turbulente kinetische Energie dissipiert wird als in einem von Schwerewellen dominierten Wellenfeld. Die in der Tiefe des nordwestlichen Indischen Ozean vorgefundene Frequenzverteilung führt also zu einer Verringerung der Dissipation (siehe Abbildung 6.10). Eine mögliche Erklärung für die Zunahme der Energie von internen Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz in Relation mit der Tiefe wird in Zusammenhang mit den Anregungsmechanismen in Abschnitt 7.4.1 diskutiert.

Die üblicherweise im Ozean vorgefundenen Verhältnisse der Scherung zur Spannung liegen geringfügig höher als der von *Garrett und Munk* (1975) verwendete Wert von 3 (*Sun und Kunze*, 1999). Im zentralen Teil des Pazifischen Santa Monika Beckens fanden *Gregg und Kunze* (1991) ein Verhältnis zwischen der Scherung zur Spannung von $R_\omega = 7$. Am Kontinentalabhang des Beckens wurde dagegen ein Verhältnis von 3 festgestellt. Als möglicher Kandidat für die Abnahme von R_ω am Kontinentalabhang wurden barokline Gezeiten genannt. *Polzin et al.* (1995) berechneten Scher- zu Spannungsverhältnisse anhand Mikrostrukturdaten aus sechs unterschiedlichen Regionen. Die gefundenen Werte lagen zwischen 2 und 17, mit einem mittleren Wert von 5. Ähnlich der hier beobachteten starken Zunahme des Verhältnisses wurde in einem der Datensätze von *Polzin et al.* (1995) aus dem Gebiet westlich der Kanarischen Inseln eine starke Zunahme des Scherungs- zu Spannungsverhältnisses von 4,5 auf 10 in einer Tiefe zwischen 2000 m und 2500 m festgestellt.

7.3.3 Verteilung der turbulenten Dissipationsrate

Die Gregg-Henyey-Polzin Parameterisierung der turbulenten Dissipationsrate ist von den drei in den letzten Abschnitten vorgestellten Größen abhängig: der Scherungsvarianz, der Schichtung und der Frequenzverteilung des internen Wellenfeldes. Die Untersuchungen haben eine erhöhte Scherungsvarianz in größeren Tiefen und in der unmittelbaren Umgebung von variabler Topographie gezeigt, was zu einer Erhöhung der Dissipationsrate führt. Die Schichtung im Untersuchungsgebiet ist in größeren Tiefen höher als die im Modell von GM76 verwendete mittlere Schichtung aus mittleren Breiten, was zu einer zusätzlichen Erhöhung der Dissipationsrate führt; das durch Trägheitsschwerewellen dominierte interne Wellenfeld wirkt diesem Einfluß entgegen.

Die Quantifizierung der Dissipationsrate anhand (6.16) berücksichtigt nur die Scherung des "eigentlichen" internen Wellenfeldes, also den Bereich des Scherspektrums, der sich durch eine konstante Energiedichte auszeichnet. Der Übergang zu dem roll off Bereich des Scherspektrums ist durch die Bedingung $\langle S^2 \rangle / N^2 = 0,7$ gegeben (siehe Abschnitt 6.2.1). Bei der Berechnung des Verhältnisses der Schervarianzen nach (7.3) wurde entsprechend berücksichtigt, daß das lokale Verhältnis aus $\langle S^2 \rangle / N^2$ den Grenzwert nicht überschreitet. Im Falle einer Überschreitung wurde die aufgrund des Hintergrundrauschens festgesetzte obere Integrationsgrenze entsprechend verringert. Die Berechnung des frequenzabhängigen Korrekturterms (6.18) wurde mit dem in Abbildung 7.14 dargestellten mittleren Verhältnis von Scherung zu Spannung in den Teilgebieten durchgeführt. Die Dissipationsrate wurde aus einzelnen Profilsegmenten berechnet. Für die LADCP Profile wurde ein Tiefenintervall von 550 m, für die Pegasusprofile ein Tiefenintervall von 640 m, jeweils beginnend mit der größten Tiefe, verwendet. Der Erwartungswert wurde unter Berücksichtigung der logarithmischen Verteilung der Dissipationsrate gebildet.

Die Ergebnisse der Berechnungen zeigen einen mit der Tiefe nahezu konstant verteilten Erwartungswert der turbulenten Dissipationsrate in allen drei Teilgebieten (Abbildung 7.15). Im nördlichen Somalibecken liegt in 500 m Tiefe ein Wert von $\langle \epsilon \rangle = 8 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ vor, der bis in eine Tiefe von 1000 m auf $\langle \epsilon \rangle = 3 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ abfällt. Zwischen 1000 m und 4300 m ist keine Änderung der Dissipationsrate mit der Tiefe festzustellen. Unterhalb von 4300 m werden Werte von $\langle \epsilon \rangle = 2 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ angenommen. Im westlichen Arabischen Becken ist im gesamten aufgelösten Tiefenbereich keine signifikante Änderung der Dissipationsrate erkennbar. Die mittlere Dissipationsrate liegt hier fast um einen Faktor 2 höher als im Somalibecken. Über dem Arabisch-Indischen Rücken liegt der Erwartungswert bei $\langle \epsilon \rangle = 7 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$. In Tiefen flacher als 1000 m werden die höchsten Werte im Untersuchungsgebiet von $\langle \epsilon \rangle = 1 \times 10^{-9} \text{ W kg}^{-1}$ erreicht.

Die im Untersuchungsgebiet vorgefundene nahezu konstant verteilte Dissipationsrate unterscheidet sich stark von der Vertikalverteilung des GM76 Modells. In einem mit der Tiefe ausgeglichenen energetischen Zustand des internen Wellenfeldes weist die Dissipationsrate eine von dem Quadrat der Schichtung abhängige Tiefenverteilung auf. Beobachtungen dieser Tiefenverteilung sind zum Beispiel von (Kunze und Sanford, 1996) in der Sargasso See des westlichen Nord Atlantiks beschrieben worden. Im Somalibecken nimmt die Schichtung kontinuierlich bis in eine Tiefe von 3000 m ab. Die Vertikalverteilung des Verhältnisses der Schervarianz nimmt dagegen bis in eine Tiefe von 2500 m zu (Abbildung 7.3). Diese Tatsache deutet an, daß sich im Untersuchungsgebiet die Scherung des internen Wellenfeldes in Tiefen unterhalb von 1000 m proportional zu $N^{-1/2}$ einstellt. Diese Beobachtung steht im Widerspruch zu den üblicherweise im Ozean beobachteten Scherfelder von internen Wellen, die sich proportional zu N^{-1} verhalten.

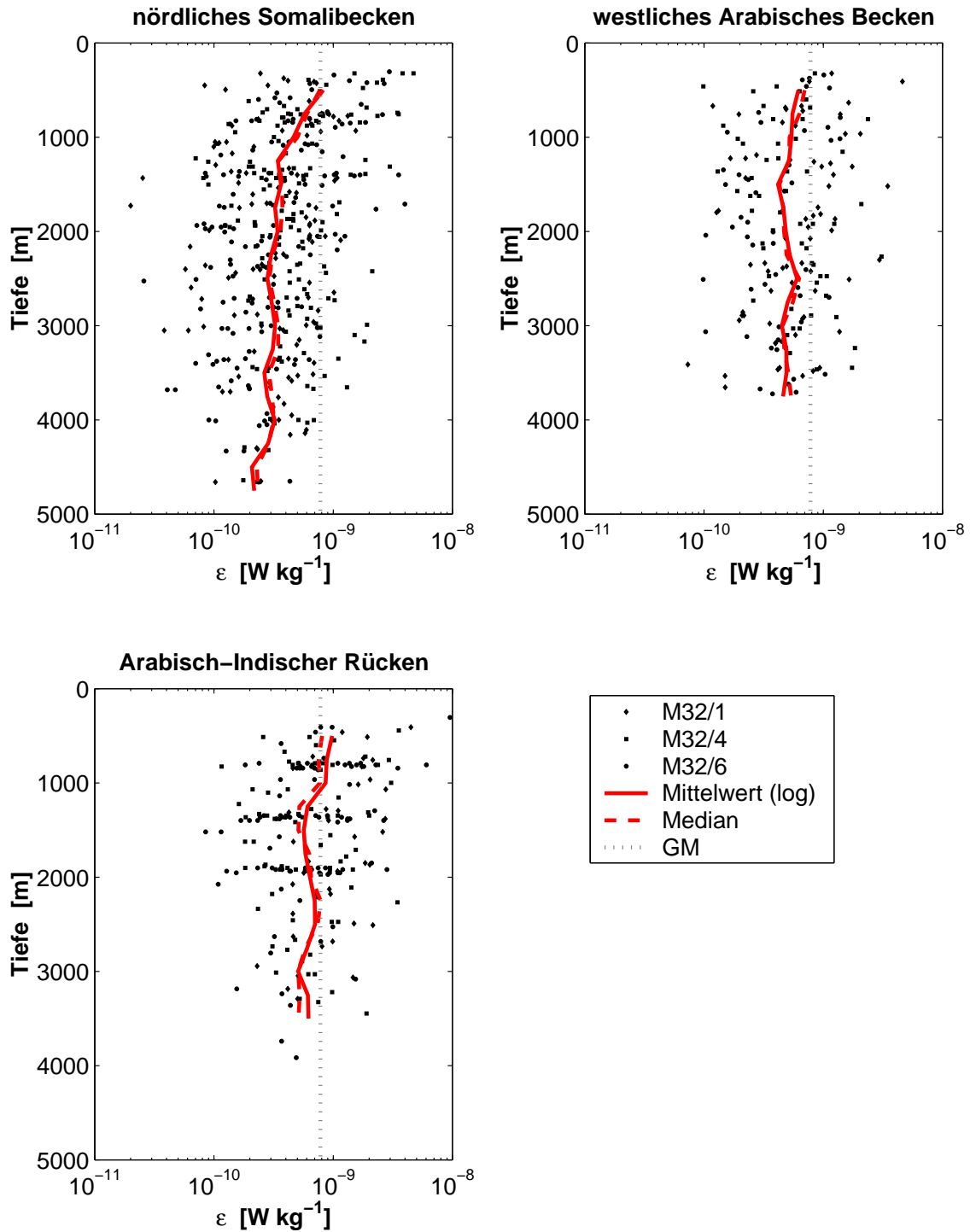


Abbildung 7.15: Vertikalverteilung der turbulenten Dissipationsrate in den verschiedenen Teilgebieten. Die gepunktete Linie kennzeichnet die nach *Henyey et al. (1986)* bei einer Schichtung von $N_0=0,0052 \text{ s}^{-1}$ berechnete Dissipationsrate des GM76 Modells. Der Mittelwert wurde unter Berücksichtigung der logarithmischen Verteilung der Dissipation gebildet.

7.3.4 Verteilung des vertikalen Austauschkoeffizienten

Der vertikale Austauschkoeffizient kann aus der turbulenten Dissipationsrate anhand der Parameterisierung von *Osborn* (1980) (Gleichung 6.21) abgeschätzt werden. Dort ist K_ρ proportional zur Vermischungseffektivität und der Dissipation und reziprok proportional zum Quadrat des Schichtungsparameters. Die Vermischungseffektivität wurde in Anlehnung an die Literatur mit $\gamma = 0,2$ beziffert (siehe Abschnitt 6.3.5).

Die im letzten Abschnitt festgestellte nahezu konstante Vertikalverteilung der Dissipationsrate führt durch die *Osborn* Parameterisierung zu einer N^{-2} abhängigen Vertikalverteilung des turbulenten Austauschkoeffizienten (Abbildung 7.16). Folglich nimmt der turbulente Austauschkoeffizient in allen drei Teilgebieten mit der Tiefe stark zu. In den Tiefen mit konstanter Brunt-Väisälä-Frequenz zwischen 2800 m und 4300 m des Somalibeckens erreicht der Erwartungswert des Austauschkoeffizienten Werte über $\langle K_\rho \rangle = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. In Tiefen unterhalb von 4300 m werden die höchsten Werte von $\langle K_\rho \rangle = 2 - 3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ erreicht. Bemerkenswert ist auch, daß der Austauschkoeffizient zwischen 1500 m bis 2800 m um einen Faktor 10 zunimmt. Im westlichen Arabischen Becken und über dem Arabisch-Indischen Rücken steigt der Austauschkoeffizient bis in eine Tiefe von ca. 3500 m an. Unterhalb dieser Tiefe werden im Untersuchungsgebiet die höchsten Erwartungswerte von $\langle K_\rho \rangle = 3 - 4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ erreicht.

Die in Abbildung 7.16 dargestellten Ergebnisse zeigen insgesamt einen um den Faktor 10 bis 40 erhöhten mittleren vertikalen Austauschkoeffizienten gegenüber den üblicherweise in größeren Tiefen des Ozean vorgefundenen Werten. Die höchsten Werte wurden dabei direkt über dem Arabischen-Indischen-Rücken und im westlichen Arabischen Meer festgestellt. Die Strömungsprofile aus dem westlichen Arabischen Meer wurden fast ausschließlich in der näheren Umgebung des Rückens aufgenommen, wodurch der erhöhte Austauschkoeffizient beeinflusst sein könnte. In die Berechnungen des mittleren Austauschkoeffizienten für das Somalibecken gingen jedoch alle auf den drei FS METEOR Expeditionen aufgenommenen LADCP und Pegasus Profile ein, so daß der Erwartungswert als repräsentativ für das gesamte Becken angesehen werden kann. Die Tatsache, daß die in Abbildung 7.16 dargestellten Dissipationsraten jedes einzelnen Profils erhöhte Werte aufweisen, bestätigt die Folgerung.

Die im gesamten Gebiet vorgefundene in der Tiefe erhöhte vertikale Austauschrate unterscheidet sich deutlich von Ergebnissen anderer Autoren. Erhöhte Austauschkoeffizienten in Zusammenhang mit variabler Bodentopographie wurden bereits in einer Reihe von Untersuchungen festgestellt (z.B. *Eriksen*, 1982a; *Toole et al.*, 1994; *Polzin et al.*, 1996b; *Ferron et al.*, 1998; *Ledwell et al.*, 2000). Die Austauschkoeffizienten sind dort aber nur in unmittelbarer Umgebung der variablen Bodentopographie stark erhöht. Aus direkten Turbulenzmessungen von *Toole et al.* (1994) bestimmte Austauschkoeffizienten

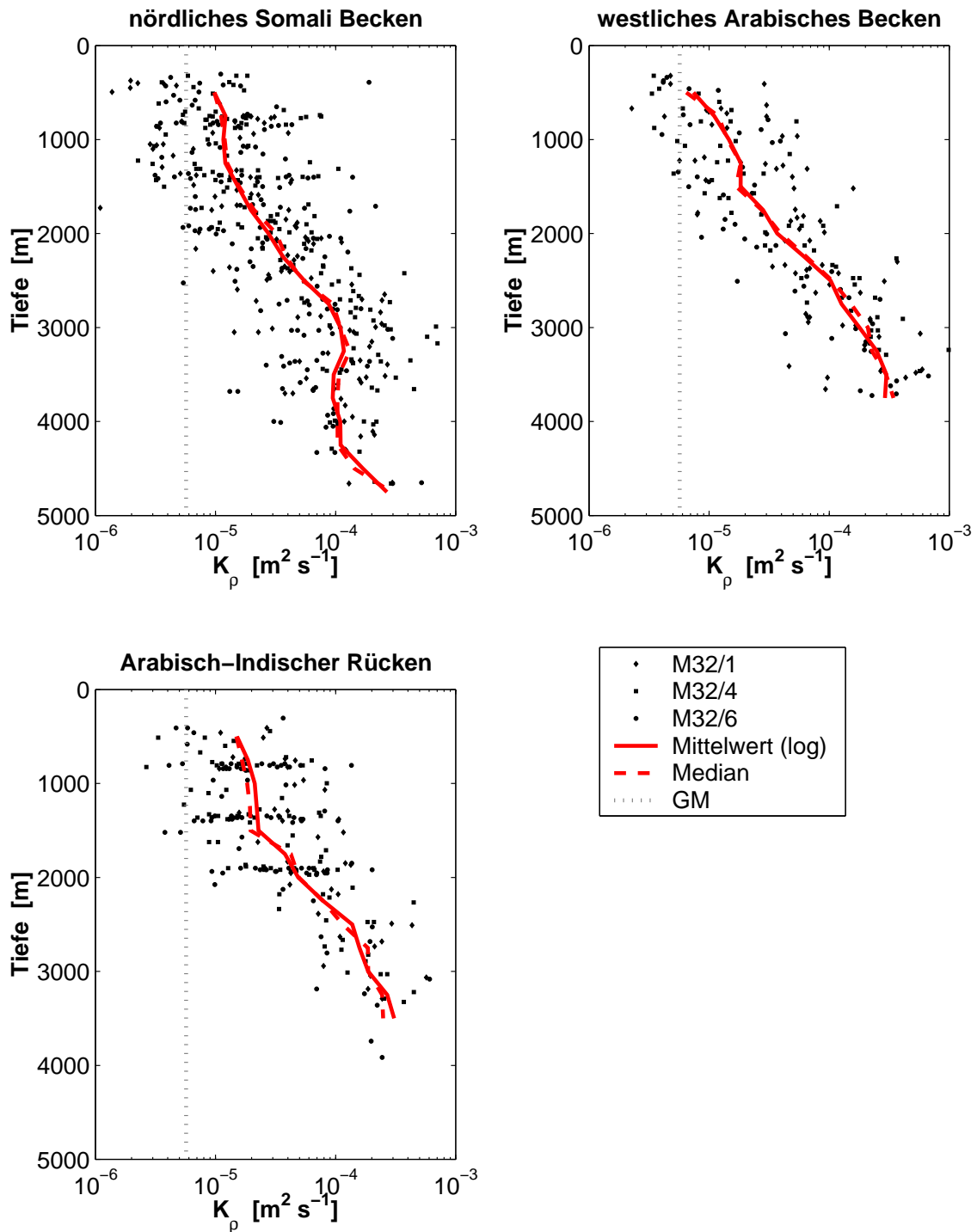


Abbildung 7.16: Verteilung des vertikalen Austauschkoeffizienten. Die gepunktete Linie kennzeichnet den Austauschkoeffizienten des GM76 Modells. Der Mittelwert wurde unter Berücksichtigung der logarithmischen Verteilung des Austauschkoeffizienten gebildet.

zeigten beispielsweise Werte von $\langle K_\rho \rangle = 3 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ im Umkreis von einigen Kilometern zur Meereskuppe. In größeren Abständen zu dieser fiel der Austauschkoeffizient auf Werte von $\langle K_\rho \rangle = 0,2 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ab. Abgesehen vom Arabisch-Indischen Rücken ist die Bodentopographie des nördlichen Somalibeckens sehr eben.

Eine mögliche Erklärung für die besonderen Eigenschaften des oben beschriebenen internen Wellenfeldes und den damit verbundenen hohen Austauschraten bietet ein von den in der Literatur beschriebenen Beobachtungen unterschiedlicher Anregungsmechanismus. Nach der unten aufgeführten Fehlerabschätzung der Dissipation und des Austauschkoeffizienten wird auf diesen Punkt weiter eingegangen.

7.3.5 Fehlerabschätzung

Der Fehler der Dissipationsabschätzung und des vertikalen Austauschkoeffizienten wird durch zwei Faktoren beeinflusst: die Unsicherheit der Parameterisierungen und die Auflösungsgrenze des Scherspektrums des internen Wellenfeldes durch die zur Verfügung stehenden Profile der Horizontalgeschwindigkeit. Die Vernachlässigbarkeit von Meßfehlern der horizontalen Geschwindigkeitsprofilen wurde bereits in Abschnitt 7.2.3 gezeigt.

Untersuchungen der Genauigkeit der Gregg-Henyey-Polzin Parameterisierung zusammen mit der Osborn Beziehungen von *Polzin et al.* (1995) und *Sun und Kunze* (1999) zeigten bis auf einen Faktor von 2 übereinstimmende Ergebnisse zwischen den aus den Parameterisierungen abgeleiteten und anhand Mikrostrukturdaten direkt bestimmten Dissipations- und Austauschraten. Die Datengrundlage der durchgeführten Vergleiche beinhaltete auch nicht GM76 ähnliche interne Wellenfelder, wodurch dieses Ergebnis auch für das hier beschriebene interne Wellenfeld übertragbar wird.

Bei der Berechnung der Schervarianzen wird davon ausgegangen, daß sich die mittlere Energiedichte des aufgelösten Scherspektrums in den nichtaufgelösten Wellenzahlbereich fortsetzt (Abbildung 7.17). Diese Annahme steht im Einklang mit dem universellen Scherspektrum von *Gargett et al.* (1981). Beobachtungen zeigten allerdings auch von dem universellen Spektrum abweichende spektrale Dichteverteilungen (z.B. *Duda und Cox*, 1989; *Gregg et al.*, 1993; *Kunze und Sanford*, 1996). Die größte Zunahme der Energiedichte mit steigender Wellenzahl in der Literatur wurde von *Duda und Cox* (1989) beobachtet. Hier zeigte sich eine lineare Zunahme der Energiedichte mit der Wellenzahl. *Kunze und Sanford* (1996) dagegen beobachteten den bislang stärksten Abfall der Energiedichte mit zunehmender Wellenzahl. In einer Tiefe zwischen 1000 m und 2000 m verringerte sich die Energiedichte proportional zu k^{-1} für Wellenzahlen größer als $0,02 \text{ m}^{-1}$, ohne daß der Übergangsbereich des Scherspektrums erreicht war. Werden diese Beobachtungen als Grenzwerte vorausgesetzt, so läßt sich ein maximal möglicher Fehler aufgrund der eingeschränkten Auflösung der hier zur Verfügung stehenden Daten bestimmen.

Eine lineare Zunahme der spektralen Energiedichte für Wellenzahlen größer als die

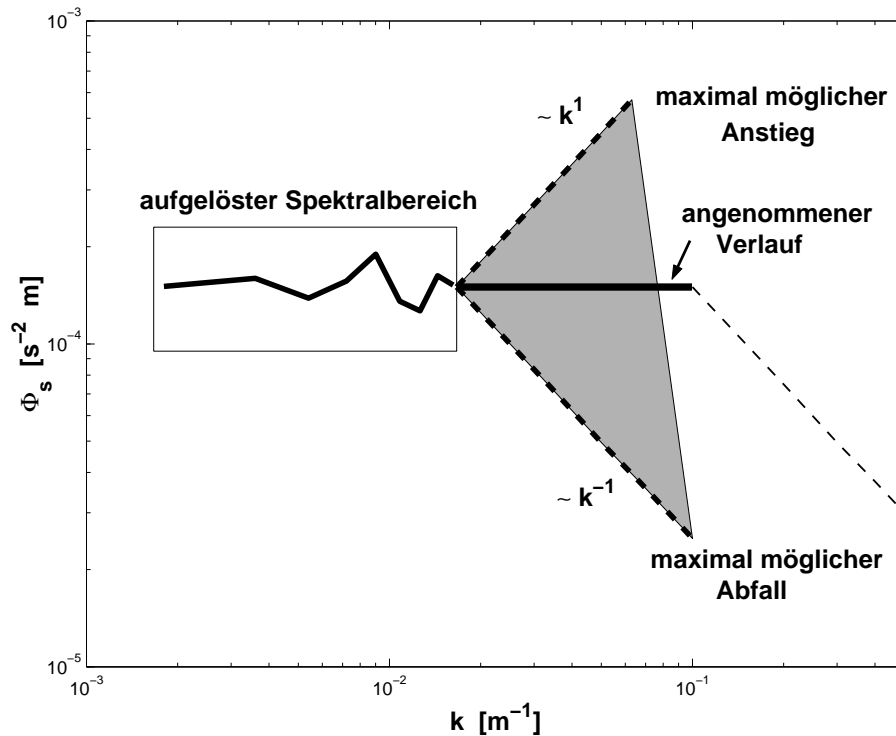


Abbildung 7.17: Schematische Darstellung möglicher Wellenzahlabhängigkeiten der Scherspektren. Der aufgrund der Auflösungsgrenze der Messungen unsichere Bereich des Spektrums ist grau schattiert dargestellt.

Auflösungsgrenze führt zu einer erhöhten mittleren Schervarianz, wodurch die Übergangswellenzahl zu kleineren Wellenlängen hin verschoben wird (Abbildung 7.17). Bei einer oberen Auflösungsgrenze der vertikalen Wellenzahl von $k_2 = 1/60 \text{ m}^{-1}$ und einer mit dem GM76 vergleichbaren mittleren spektralen Dichte im aufgelösten Wellenzahlbereich kann das Verhältnis der lokalen Schervarianz zu der Schervarianz des GM Modells maximal um einen Faktor 1,63 unterschätzt werden. Liegt die mittlere spektrale Energie im aufgelösten Wellenzahlbereich höher als die des GM76 Modells, verringert sich die obere Fehlerschranke. Ist die mittlere Spektraldichte beispielsweise um einen Faktor 2 gegenüber GM76 erhöht, wird das Verhältnis der Schervarianzen maximal um einen Faktor 1,24 unterschätzt. Bei einer um einen Faktor 3 erhöhten Energiedichte liegt der relative Fehler bei 1,09.

Bei der oben verwendeten Auflösungsgrenze liegt die untere Fehlerschranke des Varianzverhältnisses für GM76 Bedingungen bei einem Faktor 0,47. Sie führt insgesamt zu einer höheren Abweichung als die obere Schranke, da sich hier die Übergangswellenzahl nicht verringert. Auch hier nimmt die Fehlerschranke mit steigender mittlerer spektraler Energiedichte ab. Bei einer um einen Faktor 2 gegenüber dem GM76 Modell erhöhten Spektraldichte kann das Verhältnis der Varianzen maximal um einen Faktor 0,71 un-

terschätzt werden, bei einer um einen Faktor 3 erhöhten Energiedichte um 0,84.

Für diese Arbeit von Interesse sind vor allem die Fehler der in größeren Tiefen bestimmten Dissipationsraten. Unterhalb von 2500 m ist die mittlere spektrale Energiedichte in allen drei Teilgebieten um mehr als einen Faktor 3 höher als die des GM76 Spektrums. Als eine sichere Abschätzung beider Fehlerschranken für das Verhältnis der Schervarianzen kann daher ein relativer Fehler von 1,2 akzeptiert werden. Da die Dissipation von dem Quadrat der Schervarianz abhängig ist, ist der relative Fehler aufgrund des nicht vollständig aufgelösten Scherspektrums mit $\delta_\Phi = 1,5$ ausreichend beschrieben. Zusammen mit der Unsicherheit der Parameterisierungen liegt damit der maximale relative Fehler der in Tiefen unterhalb von 2500 m abgeschätzten Dissipations- und Austauschraten bei $\delta_\epsilon = \pm 3$.

7.4 Beschreibung des Anregungsmechanismus

In der Beschreibung des dynamischen Gleichgewichts interner Wellen in Abschnitt 6.2.3 wurde auf eine Reihe von möglichen Anregungsmechanismen eingegangen. Quantitative Abschätzungen der Energiebeiträge der unterschiedlichen Quellen können bis heute nur sehr eingeschränkt durchgeführt werden. Dies begründet sich vor allem auf der Schwierigkeit der Unterscheidung zwischen den einzelnen Energiequellen für ein lokal beobachtetes internes Wellenfeld (*D'Asaro, 1991*). Das in den letzten Abschnitten dargestellte interne Wellenfeld unterscheidet sich stark von üblicherweise im Ozean vorgefundenen internen Wellenfeldern. In diesem Abschnitt wird ein Anregungsmechanismus aufgezeigt, der die im Untersuchungsgebiet gefundenen Unterschiede des internen Wellenfeldes erklären kann.

In den vorangegangenen Abschnitten wurde eine erhöhte spektrale Energieverteilung des internen Wellenfeldes in größeren Tiefen anhand Strömungszeitserien und Profilen der horizontalen Scherung festgestellt, welche einen hohen vertikalen Austausch im nördlichen Teil des Untersuchungsgebietes bedingt. Die räumliche Verteilung der Schervarianzen zeigten zusätzlich erhöhte Werte in der unmittelbaren Umgebung von variabler Bodentopographie. Weiterhin konnte ein netto aufwärts gerichteter Energiefluß der internen Wellen festgestellt werden, der die höchsten Werte direkt über dem Arabisch-Indischen Rücken aufwies. Diese Ergebnisse deuten auf einen mit Veränderungen der Bodentopographie zusammenhängenden Anregungsmechanismus des internen Wellenfeldes hin.

Im Unterschied zu in der Literatur beschriebenen energetischen Wellenfeldern, die in Zusammenhang mit Veränderungen der Topographie besprochen wurden, zeigen die Untersuchungen dieser Arbeit:

- eine auch in größeren Entfernungen zu Veränderungen der Bodentopographie erhöhte

spektrale Energiedichte, und

- erhöhte spektrale Energiedichten über den gesamten von den Strömungszeitserien aufgelösten Frequenzbereich des internen Wellenfeldes, wobei das Verhältnis von Scherung zu Spannung auf ein durch Trägheitsschwerewellen dominiertes Wellenfeld hinweist.

In der folgenden Darlegung wird gezeigt, daß Wechselwirkungen der über dem nord-westlichen Arabischen Meer beobachteten 30 bis 40 tägigen Rossbywellen mit der Topographie diese Beobachtungen erklären können.

7.4.1 Wechselwirkung zwischen Topographie und periodischer Strömung

Die Anregung von internen Wellen durch die Überströmung von topographischen Hindernissen im geschichteten Ozean ist in einer Reihe von theoretischen Studien untersucht worden. Ein bekanntes Phänomen bei einer Überströmung ist die Anregung von Lee Wellen. In Kapitel 5 wurde eine stark variable Tiefenströmung über dem Arabisch-Indischen Rücken zwischen dem Somalibecken und dem Arabischen Becken festgestellt. Es zeigte sich, daß die in der Tiefe dominanten Bewegungen durch Rossbywellen mit Perioden von 30 bis 40 Tagen hervorgerufen werden (*Eigenheer*, 1997). Eine weitere zeitlich variable Überströmung des Rückens wird durch die barotropen Gezeiten hervorgerufen.

Modellstudien über die Anregung von internen Wellen durch Wechselwirkung von zeitlich variablen Strömungen mit der Topographie sind beispielsweise von *Cox und Sandstrom* (1962) und *Baines* (1973) durchgeführt worden. Die umfassendste Behandlung der Problematik, die heute noch als gültig angenommen wird (siehe z.B. *Ledwell et al.* (2000); *D'Asaro* (1991)) ist von *Bell* (1975b) durchgeführt worden. Im Gegensatz zu anderen Untersuchungen wurde von *Bell* (1975b) keine Einschränkung der Frequenz w_0 der Strömung vorgenommen, wodurch sowohl die Wechselwirkung von Gezeiten als auch von langperiodischen Strömungen mit der Topographie beschrieben werden konnte. Die im Modell verwendeten Randbedingungen sind in Abbildung 7.18 skizziert.

Die allgemeinen Lösungen des Modells zeigen, daß für eine beliebige Form des topographischen Hindernisses $H(x)$ die durch die Überströmung angeregten internen Wellen nicht nur die Frequenz der Strömung, sondern auch alle zu der Anregungsfrequenz harmonischen Frequenzen $n w_0$, $n = 1, 2, \dots$ annehmen. Die Amplituden der Wellen mit der Frequenz $k w_0$ sind dabei von dem k -ten Glied einer Taylorreihenentwicklung des topographischen Hindernisses abhängig. *Bell* (1975a) untersuchte die Lösungen des Modells für ein aus bathymetrischen Daten abgeleitetes Wellenzahlspektrum der Topographie im Pazifik. Unter der Berücksichtigung von Absorptionsmechanismen der niederfrequenten Wellen berechnete er einen turbulenten Austausch von $\langle K_\rho \rangle = 1 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ aufgrund niederfrequenter Stömungen mit realistischen Amplituden.

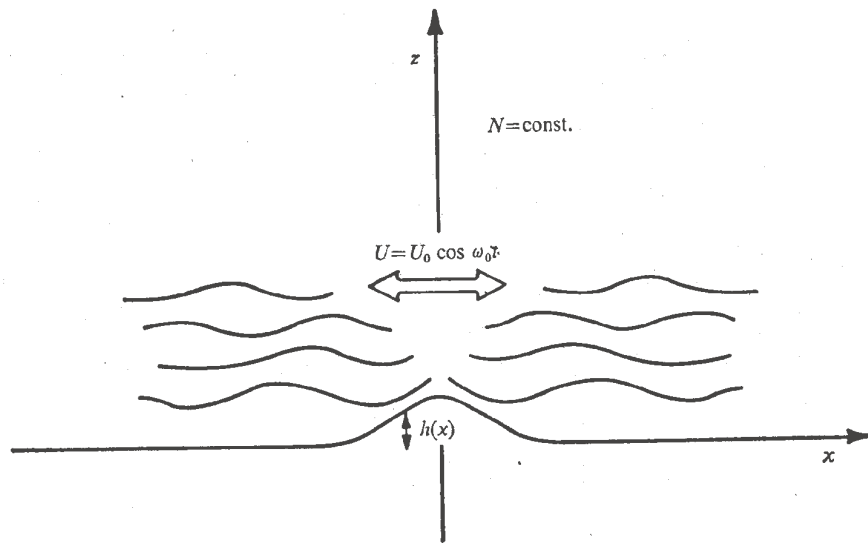


Abbildung 7.18: Schematische Darstellung der Modellrandbedingungen von *Bell* (1975b).

Die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Vorgänge im Ozean ist natürlich aufgrund der im Modell verwendeten starken Vereinfachungen, wie zum Beispiel die Voraussetzung der Linearität, die Vernachlässigung der Corioliskraft und eine als konstant angenommene Schichtung, fragwürdig. Allerdings liegen die von dem Modell vorherbestimmten Austauschraten in der Größenordnung von dem heute in weiten Teilen des Ozeans vorgefundenen vertikalen Austausch.

Wichtig für die Interpretation der Ergebnisse in dieser Arbeit ist die Tatsache, daß in dem Modell auch interne Wellen mit Frequenzen kleiner als die der Anregung entstehen können. Dadurch zeigt das Modell die Möglichkeit einer Anregung von internen Wellen durch die Rossbywellen mit Perioden von 30 bis 40 Tagen auf. Wird davon ausgegangen, daß eine Taylorreihenentwicklung eines topographischen Hindernisses überwiegend aus den ersten Gliedern der Entwicklung bestimmt wird, so besteht das durch die Rossbywellen angeregte Wellenfeld überwiegend aus internen Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz. Der Anregungsmechanismus ist außerdem effektiver, je größer die Frequenz der Rossbywellen und je kleiner die Trägheitsfrequenz selbst ist. Die Gezeitenperioden liegen bei typischer ozeanischer Schichtung alle innerhalb des für interne Wellen gültigen Frequenzbereich, die höheren harmonischen Frequenzen liegen jedoch außerhalb dieses Bereichs und bleiben am topographischen Hindernis gefangen.

Zusammenfassend zeigt das Modell von *Bell* (1975b), daß sowohl für barotrope Gezeiten als auch für die 30 bis 40 täglichen Rossbywellen die Möglichkeit einer Anregung von internen Wellen besteht und erklärt damit die beobachtete erhöhte Energie in der un-

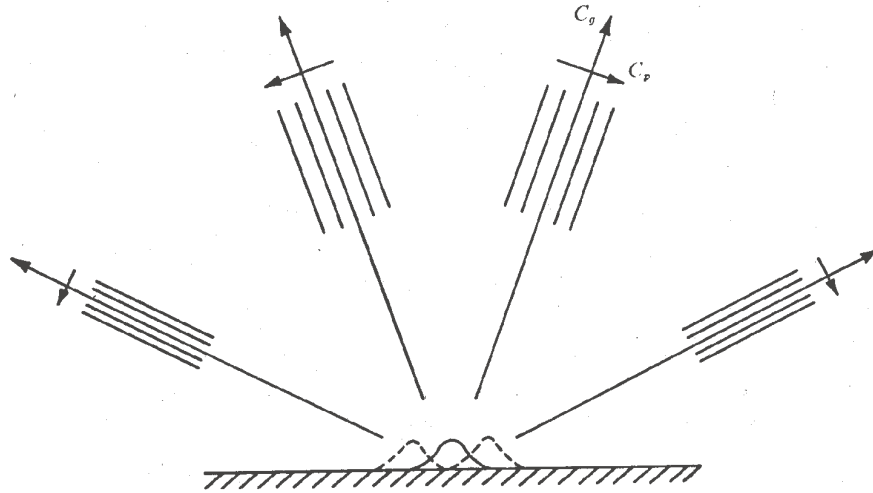


Abbildung 7.19: Schematische Darstellung von aufgrund der Wechselwirkung zwischen Topographie und periodischer Strömung abgestrahlten internen Wellen aus der Sicht eines mit der Strömung bewegten Beobachters. Die gestrichelten Linien repräsentieren die maximale Verlagerung der Topographie. Die Anregungsfrequenz beträgt hier $\omega_0 = 0,45N$ (aus Bell (1975b)).

mittelbaren Umgebung von variabler Bodentopographie (Abbildung 7.19). Die Frequenzverteilung der angeregten Wellen unterscheidet sich jedoch, da die barotropen Gezeiten nur interne Wellen mit Frequenzen größer oder gleich der Gezeitenfrequenzen anregen können. Die Rossbywellen können dagegen Frequenzen des gesamten internen Wellenfeldes anregen, wobei vor allem eine Anregung von internen Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenzen zu erwarten wäre.

7.4.2 Horizontale Propagation interner Wellen

Die Bodentopographie im zentralen nördlichen Somalibecken hat keine topographischen Unebenheiten, die zu einer Anregung von internen Wellen zur Verfügung stehen würden. Es wird daher die Möglichkeit untersucht, ob die an variabler Bodentopographie angeregten internen Wellen verantwortlich für die an den Verankerungspositionen des zentralen Beckens festgestellte Erhöhung der spektralen Energiedichte der internen Wellen sein können.

Um vom Arabisch-Indischen Rücken in das zentrale nördliche Somalibecken zu gelangen, müßten die an der Topographie angeregten internen Wellen horizontale Entfernungen von über 200 km zurücklegen (siehe auch Abbildung 7.21). Typische Gruppengeschwindigkeiten interner Wellen mit vertikalen Wellenzahlen im Bereich von $0,01 \text{ m}^{-1}$ liegen in der Größenordnung von $0,01\text{-}0,1 \text{ ms}^{-1}$. Die internen Wellen würden daher zwischen 20 und 200 Tage benötigen, um zu den Verankerungspositionen zu gelangen. Die Grup-

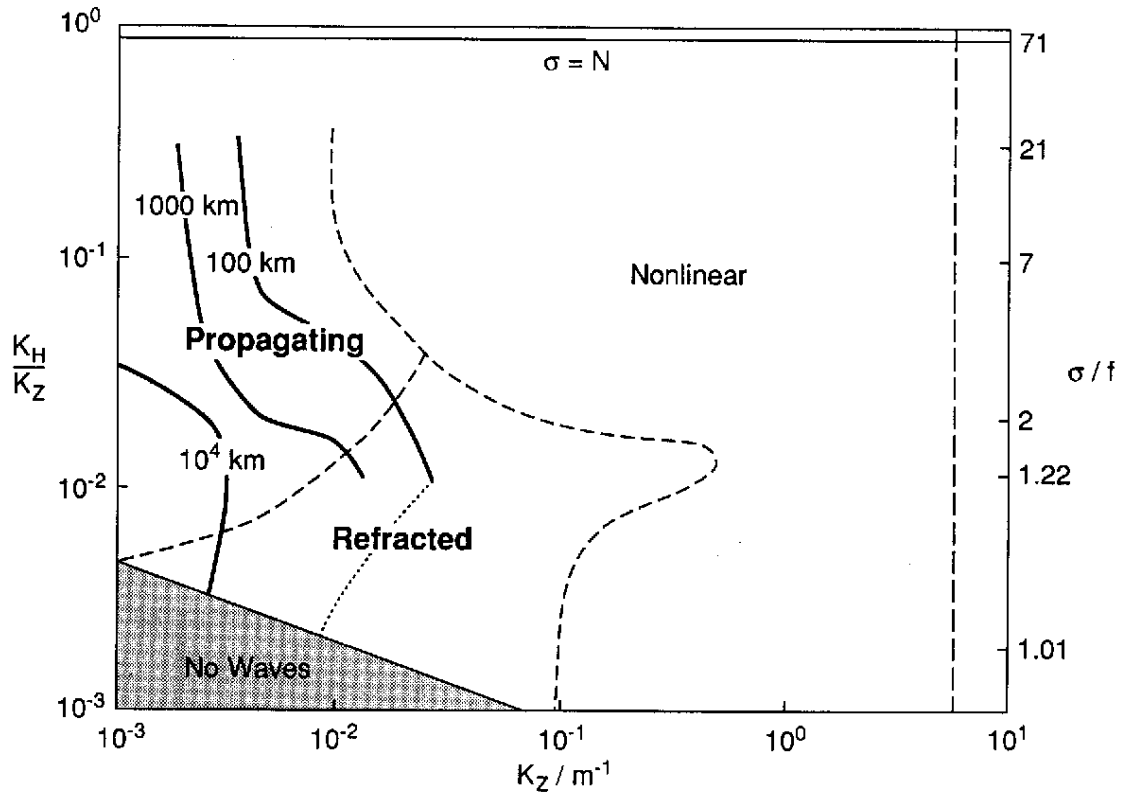


Abbildung 7.20: Darstellung der spektralen Lage interner Wellen im Bezug auf ihr horizontales Ausbreitungsvermögen (durchgezogene Isolinien). Die y-Achse kennzeichnet das Verhältnis der horizontalen zur vertikalen Wellenzahl (links) und die dazugehörige Frequenz (rechts) der internen Wellen. Hochfrequente interne Wellen mit großen Wellenzahlen wechselwirken stark (Nonlinear) und können nicht weit propagieren. Ein Teil der Wellen mit niedrigen Frequenzen wird durch Scherströmungen und andere interne Wellen durch Dopplerverschiebung gebrochen (Refracted). Trägheitswellen ($\sigma \approx f$) mit kleinen vertikalen Wellenlängen können aufgrund des β -Effekts nicht existieren (No waves). Aus *D'Asaro* (1991).

pengeschwindigkeit von internen Wellen mit Frequenzen im Bereich der Brunt-Väisälä-Frequenz hat nur eine geringe Horizontalkomponente. Diese Wellen müßten für das Erreichen solcher Entfernungen häufig an der Sprungschicht und am Boden reflektieren. Die Gruppengeschwindigkeit von internen Wellen mit Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz haben dagegen einen sehr hohen horizontalen Anteil.

Aufgrund von Wellen-Wellen Wechselwirkungen oder Wechselwirkungen zwischen Wellen und Scherströmungen wird die Lebensdauer von internen Wellen stark eingeschränkt, wodurch sich ihr horizontales Ausbreitungsvermögen verringert (Abbildung 7.20). Nichtlineare Wellen-Wellen Wechselwirkungen führen besonders bei Wellen mit hohen Frequenzen zu einer starken Beeinträchtigung der horizontalen Ausbreitung (z.B. *D'Asaro*, 1991; *Hirst*, 1991). Zudem haben interne Wellen mit hohen Frequenzen höhere

Wechselwirkungsraten als niederfrequente Wellen mit gleicher Vertikalskala (*McComas*, 1977). Interne Wellen mit kleinen Frequenzen werden dagegen stärker durch Frequenzverschiebung aufgrund des Dopplereffektes beeinflusst.

Unter Berücksichtigung aller Wechselwirkungen ergibt sich jedoch ein längerer Ausbreitungsweg für Wellen im Frequenzbereich zwischen $1,2f \leq \omega \leq 3f$, wobei f die Trägheitsfrequenz darstellt (Abbildung 7.20). Interne Wellen in diesem Frequenzbereich können selbst mit Wellenzahlen von $0,01\text{ m}^{-1}$ das zentrale Somalibecken erreichen, wenn sie an dem Arabisch-Indischen Rücken oder an dem Kontinentalabhang von Afrika angeregt werden. Wellen mit Frequenzen im Bereich der Brunt-Väisälä-Frequenz und größeren Wellenzahlen können jedoch keine großen Entfernungen zurücklegen. Es ist daher sehr unwahrscheinlich, daß die direkte Anregung von internen Wellen durch die barotrope Gezeitenströmung zu der erhöhten Energiedichte des internen Wellenfeldes im Somalibecken führt.

7.4.3 Energie der baroklinen Gezeiten

Im Gegensatz zu den internen Wellen mit großen Wellenzahlen können interne Wellen mit hohen Frequenzen und kleinen Wellenzahlen größere Entfernungen zurücklegen (Abbildung 7.20). Die kinetische Energie interner Gezeiten der ersten vertikalen Moden kann dann durch Scherströmungen und durch Wellen-Wellen Wechselwirkungen, hier die parametrische subharmonische Instabilität (*McComas*, 1977), an interne Wellen mit niedrigeren Frequenzen und kleinen Wellenzahlen weitergegeben werden. Eine Voraussetzung für eine Dominanz dieses Mechanismus wäre, daß die Energie der baroklinen Gezeiten in niedrigen Moden gegenüber anderen Meeresgebieten erhöht ist.

In Abschnitt 4.4 wurde ein Verfahren zur Berechnung der Amplituden der baroklinen Gezeiten vorgestellt. Zusammen mit der barotropen Gezeitenströmung wurden dabei die aus der vertikalen Strukturgleichung gewonnenen varianznormierten Verteilungen der Horizontalgeschwindigkeiten der ersten drei baroklinen Moden an die Fourierkoeffizienten der Partialtiden angepaßt. Für eine Vergleichbarkeit der Ergebnisse wurde die kinetische Energie der M_2 Gezeit der jeweiligen Moden durch das Quadrieren der Amplituden in Abbildung 7.21 prozentual von der Summe der kinetischen Gesamtenergie an den jeweiligen Verankerungspositionen dargestellt.

Im zentralen nördlichen Somalibecken hält die barotrope M_2 Gezeit zwischen 60% und 70% der Gesamtenergie. Die kinetische Energie der baroklinen Gezeiten ist gleichmäßig in den drei Vertikalmoden verteilt. Ihr Anteil an der Gesamtenergie liegt im Mittel entsprechend etwas über 10%. Der höchste barokline Energieanteil wurde südlich von Sokotra auf dem Schelfgebiet bei Verankerung K12 festgestellt. Hier beträgt der barokline Anteil 75% der Gesamtenergie. Etwas weiter südlich am Kontinentalabhang vor Sokotra (K13 und K14) liegt der barotrope Gezeitenanteil jedoch wieder über 60%. Die energetischen

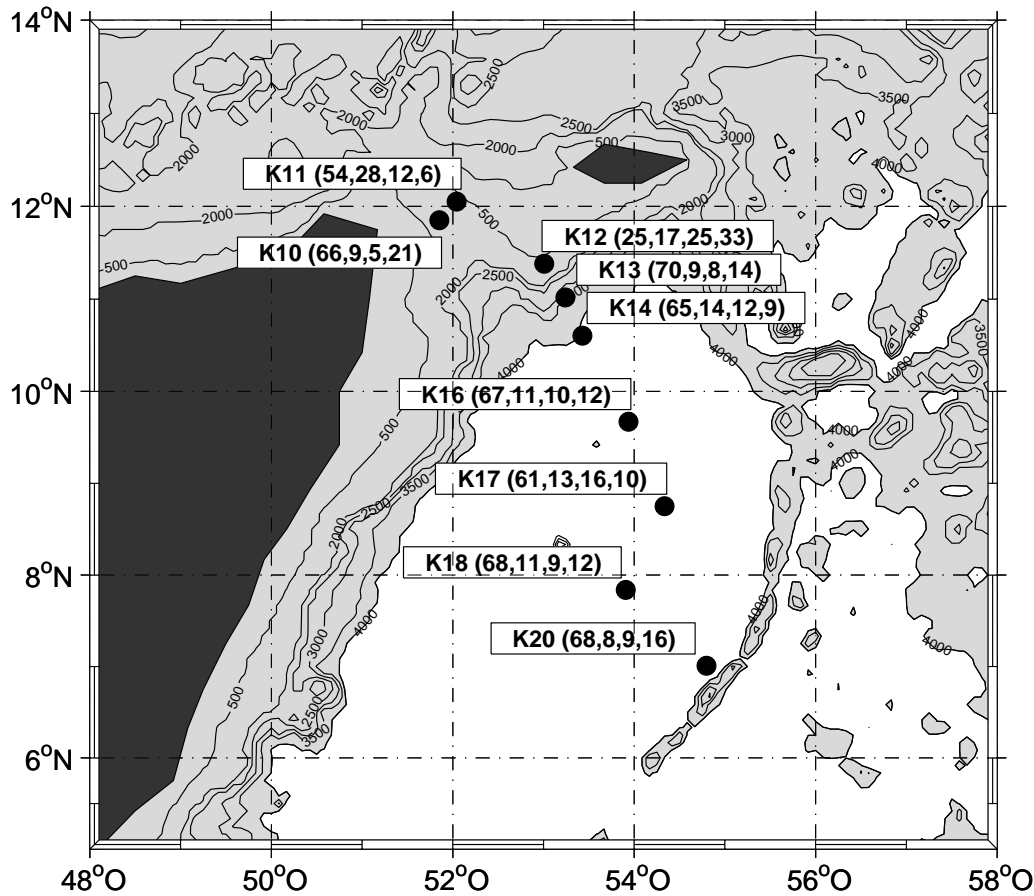


Abbildung 7.21: Verteilung der kinetischen Energie der M_2 - Tide auf die barotrope und ersten drei baroklinen Moden der Gezeitenströmung an den verschiedenen Verankerungspositionen (schwarze Punkte). Die Zahlen in Klammern bezeichnen die prozentualen Anteile der barotropen Gezeit und der ersten, zweiten und dritten baroklinen Mode an der kinetischen Energie der Gezeitenströmung. Wassertiefen größer als 4000 m sind weiß dargestellt.

baroklinen Gezeitenströmungen sind demnach auf das flache Teilgebiet des Kontinentalabhanges südlich von Sokotra beschränkt.

Kantha und Tierney (1997) berechneten die Energieverteilung der ersten baroklinen Mode anhand TOPEX/POSEIDON Daten und einem hochauflösenden baroklinen Gezeitenmodell für den gesamten Ozean. In dem Modell zeigte die erste barokline Mode im Mittel 16% der Energie der barotropen Gezeit. Dieser Wert ist vergleichbar mit den hier beschriebenen Ergebnissen der harmonischen Analyse. Aus Daten abgeleitete Energieverteilungen der Gezeiten bezogen auf barotrope und barokline Anteile anderer Autoren zeigen überwiegend Energieanteile zwischen 50% und 90% in der barotropen Komponente (z.B. *Wunsch*, 1975; *Siedler und Paul*, 1991).

Siedler und Paul (1991) berechneten die barotrope und die ersten beiden baroklinen Gezeitenkomponenten anhand 15 Verankerungen aus dem östlichen Becken des Nord

Atlantiks. Im Unterschied zu diesen Ergebnissen zeigten sich dort auch bei geringen Entfernungen zwischen einzelnen Verankerungspositionen starke Unterschiede zwischen barotroper und barokliner Energieverteilung. Diese wurden auf variable Bodentopographie zurückgeführt. Außerdem wurde eine zeitliche Variabilität der baroklinen Gezeitenströmungen mit typischen Perioden von 5 Tagen festgestellt. Die Amplitude der barotropen M_2 Gezeit lag dort allerdings bei $0,05 \text{ ms}^{-1}$, fast doppelt so groß wie die Amplituden im Somalibecken.

Die für das Somalibecken berechneten baroklinen Gezeitenströmungen zeigen keine starke Abhängigkeit von der lokalen Topographie. Weiterhin sind die Amplituden nicht höher als üblicherweise im Ozean beobachtete barokline Gezeitenströmungen. Die in der harmonischen Analyse über den Zeitraum von 29 Tagen als konstant vorausgesetzten baroklinen Phasenbeziehungen kann allerdings zu einer Unterschätzung der baroklinen Gezeiten führen.

7.4.4 Zeitliche Variabilität der Rossbywellen

Die bisherigen Untersuchungen zum Anregungsmechanismus des in der Tiefe erhöhten internen Wellenfeldes im nordwestlichen Indischen Ozean zeigten, daß die sowohl von Gezeiten als auch von Rossbywellen hervorgerufene Überströmung von topographischen Hindernissen zur Anregung interner Wellen führt. Das durch die Wechselwirkung zwischen Topographie und Gezeiten hervorgerufene Wellenfeld kann jedoch keine großen horizontalen Entfernungen zurücklegen, wodurch kein direkter Einfluß dieses Mechanismus im zentralen nördlichen Somalibecken zu erwarten ist. Ein indirekter Einfluß durch die Anregung von baroklinen Gezeiten in niedrigen Moden konnte auch nicht bestätigt werden, da die Energie barokliner Gezeiten im Untersuchungsgebiet nicht höher als in anderen Teilen des Ozeans ist. Interne Wellen mit größeren vertikalen Wellenzahlen und Frequenzen im Bereich der Trägheitsfrequenz können dagegen auch größere Distanzen zurücklegen und könnten daher die Beobachtungen erklären. In diesem Abschnitt soll dieser Möglichkeit weiter nachgegangen werden.

Die Untersuchungen der Rossbywellen von *Eigenheer* (1997) zeigten, daß die Amplituden der 30 bis 40 täglichen Rossbywellen einer saisonalen Schwankung unterliegen. In den Strömungszeitserien der Verankerungen wurden maximale Amplituden der Rossbywellen in dem Zeitraum zwischen Oktober und Dezember beobachtet, minimale Amplituden lagen zwischen April und Juli vor. Dies ist exemplarisch anhand einer Zeitserie in Abbildung 7.22 verdeutlicht. Im Falle eines Zusammenhangs zwischen den Rossbywellen und der Anregung interner Wellen müßte sich diese zeitliche Variabilität, wenn auch in einer anderen Phase, auch in der spektralen Energie des internen Wellenfeldes aufzeigen.

Für die Überprüfung dieser Hypothese wurde die mittlere spektrale Energie der 30 bis 40 täglichen Rossbywellen für jeweils zwei überlappende Segmente mit einer Länge

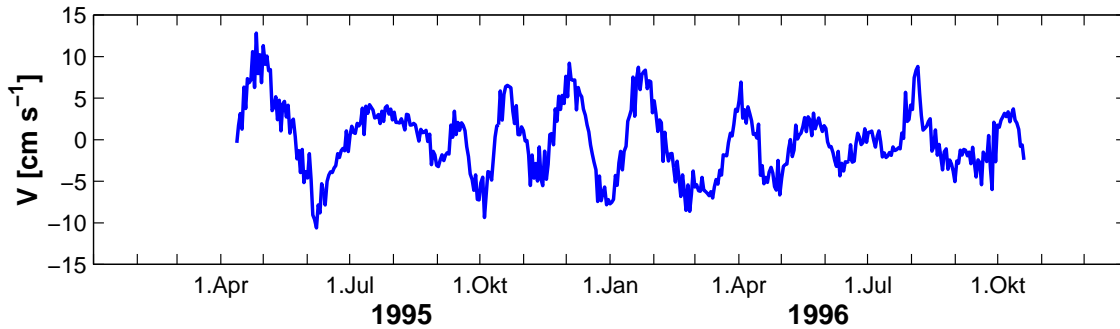


Abbildung 7.22: Geschwindigkeiten entlang der Hauptströmungsrichtung in 4000 m Tiefe in der Umgebung des Arabisch-Indischen Rückens (K20).

von 48 Tagen aus allen Zeitserien der Verankerungen bei 2000 m berechnet. Der betrachtete Bereich schließt damit die Perioden zwischen 24 und 48 Tagen ein. Die Varianz wurde durch die Multiplikation mit den entsprechenden Frequenzen bestimmt. Als repräsentativ für den Trägheitsbereich der internen Wellen wurde der Frequenzbereich zwischen $f < \omega < 5,6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ gewählt, welcher einer Periode zwischen 1,3 und 3 Tagen entspricht. Die spektrale Energie der in diesen Frequenzbereich fallenden Werte wurde ebenfalls mit den entsprechenden Frequenzen multipliziert und aufsummiert. Die beiden Varianzverläufe sind gegen die Zeit in Abbildung 7.23 gegenübergestellt.

Eine saisonale Variabilität in der Energiedichte des niederfrequenten Bereichs der internen Wellen ist deutlich ausgeprägt. Die höchsten Werte der Energiedichte wurden zwischen Januar und Februar bestimmt, die niedrigsten Werte zwischen Mai und Juli. Statistisch sind diese Ergebnisse jedoch trotz der Verwendung von sechs Zeitserien nicht signifikant. Die Rossbywellen weisen die höchste Varianz zwischen November und Dezember auf. Zwischen Mai und Juli ist die Varianz der Rossbywellen dagegen minimal. Dies steht im Einklang mit Ergebnissen aus der Analyse von TOPEX/POSEIDON Altimeterdaten. Die Meeresoberflächenauslenkung zeigt im Juli einsetzende nach Westen propagierende Anomalien mit Perioden kleiner als 55 Tagen, die bei ca. 60°O angeregt werden (*Eigenheer* (1997), P. Brandt, pers. Mitt.).

In Abschnitt 7.2.4 wurde keine statistisch signifikante Abweichung der spektralen Energie interner Wellen zwischen den einzelnen Reisen anhand der Strömungsprofile festgestellt. Dieses Ergebnis steht im Einklang mit dem in Abbildung 7.23 dargestellten zeitlichen Varianzverlauf der internen Wellen während der Meßkampagne. Im Vergleich zu den während der Meßkampagne aufgenommenen Daten müßten die aus den vertikalen Scherprofilen bestimmten spektralen Energiedichten in den Wintermonaten höhere Energieniveaus aufweisen. Dies hat auch eine bedeutende Konsequenz für den vertikalen Austausch im Untersuchungsgebiet, der in den Wintermonaten noch höher zu erwarten

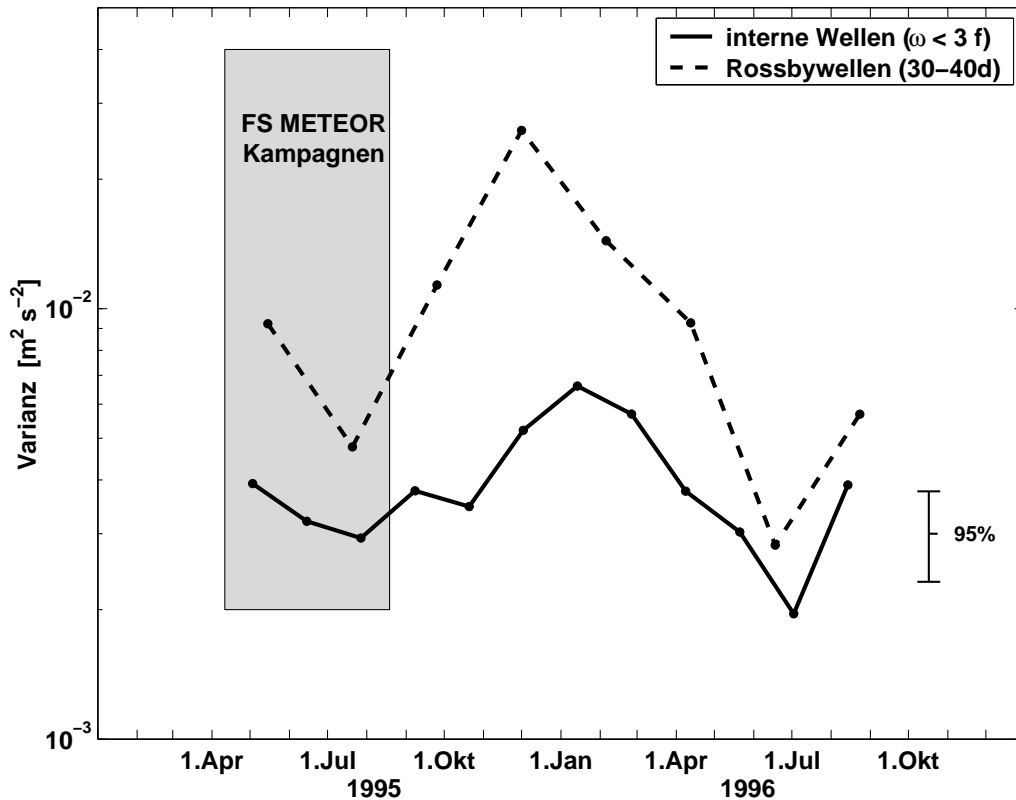


Abbildung 7.23: Varianzerhaltende Energiedichte im Frequenzbereich zwischen $f < \omega < 5,6 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1}$ der Horizontalgeschwindigkeiten in 2000 m Tiefe für verschiedene Monate. Die gestrichelte Linie stellt die Varianz der 24 bis 46 Tage Fluktuationen der Zeitserien dar. Das Konfidenzintervall kennzeichnet die Signifikanz der Varianzbestimmung der internen Wellen.

wäre als die Ergebnisse aus diesem Kapitel beschrieben.

Zusammenfassend machen die beiden Varianzverläufe deutlich, daß sowohl die Energie der internen Wellen als auch die Energie der Rossbywellen einem Jahresgang unterliegen. Diese Korrelation bekräftigt die Hypothese einer möglichen Anregung der internen Wellen durch die im Untersuchungsgebiet vorhanden Rossbywellen.

7.5 Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel wurde ein in der Tiefe stark erhöhter vertikaler Austauschkoeffizient im gesamten nördlichen Somalibecken, über dem Arabsich-Indischen Rücken und im westliche Arabischen Meer festgestellt. Im Unterschied zu den meisten in der Literatur beschriebenen Beobachtungen von erhöhten vertikalen Austauschraten im Ozean erstreckt sich dieses Gebiet über eine weit ausgedehnte Fläche. Eine Erklärung dieser Tatsache ist, daß unterschiedliche Prozesse zu dem für die Vermischung verantwortlichen

erhöhten internen Wellenfeld führen.

Nahezu alle in der Literatur erwähnten Beobachtungen von in Tiefen erhöhten vertikalen Austauschkoeffizienten werden in Zusammenhang mit variabler Bodentopographie beschrieben. Eine Reihe von Untersuchungen beschäftigt sich mit der vertikalen Vermischung an untermeerischen Kuppen. Die für diese topographische Form charakteristischen internen Wellenfelder zeigen Eigenschaften, die nicht im Einklang mit den in diesem Abschnitt dargestellten Ergebnissen stehen. Zum einen zeigen die Frequenzspektren nur für Frequenzen größer als die der Gezeiten erhöhte Energieniveaus (*Eriksen*, 1998). Zum anderen sind die internen Wellenfelder bereits in einem Abstand von 10 km zu den Kuppen auf GM75 Modell Werte abgefallen (z.B. *Kunze und Toole*, 1997). Als Energiequelle für die hohe vertikale Vermischung an den Kuppen werden die barotropen Gezeiten angesehen, die durch Wechselwirkungen mit der Topographie interne Wellen anregen.

Andere Untersuchungen zeigten in Gebieten mit Bodentopographie, die auf kürzeren Distanzen starke Änderungen aufweist, eine im Bereich von 500 m bis 1000 m über dem Meeresboden erhöhte vertikale Vermischung (z.B. *Polzin et al.*, 1997; *Ledwell et al.*, 2000). Der in diesen Gebieten bestimmte vertikale Austausch liegt in der Größenordnung von $\langle K_\rho \rangle = 0,5 - 4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Als Energiequelle für die Vermischung konnten auch hier die barotropen Gezeitenströmungen identifiziert werden, die mit der stark variablen Bodentopographie wechselwirken (*Ledwell et al.*, 2000).

Eine in der Tiefe erhöhte spektrale Energie interner Wellen, die auch in größeren Distanzen zu einem topographischen Hindernis nicht abgeklungen war, wurde von *Kunze et al.* (1992) beschrieben. Vor der Küste Kaliforniens konnten in der Nähe des Pioneer Seamount aber auch 200 km nördlich der Kuppe, erhöhte Energieniveaus der Scherspektren festgestellt werden. Die Autoren erwägten die Möglichkeit einer Anregung der internen Wellen durch die Wechselwirkung des in diesem Gebiet intensivierten mesoskaligen Wirbelfeldes mit der Bodentopographie. Stark erhöhte vertikale Austauschkoeffizienten in Tiefen größer als 1000 m wurden auch von *Polzin und Firing* (1997) südwestlich der Kerguelen Insel bei 55° S, 80° O im Indischen Ozean beobachtet. Das Energieniveau der Scherspektren war dort ähnlich zu den hier dargestellten Ergebnissen um einen Faktor 5 bis 7 gegenüber dem GM76 Modell erhöht. Die verwendeten Messungen erstreckten sich über ein Gebiet zwischen 50° S bis 55° S und 82° O bis 87° O, fast 500 km². *Polzin und Firing* (1997) vermutete die Anregung von internen Wellen durch die Wechselwirkung von mesoskaligen Strömungen mit der Topographie.

Die hier durchgeführten Untersuchungen zum Anregungsmechanismus der internen Wellen zeigten, daß die im Somalibecken und dem Arabischen Becken von *Eigenheer* (1997) beschriebenen Rossbywellen in Wechselwirkung mit dem Arabischen-Indischen Rücken eine mögliche Quelle für das interne Wellenfeld darstellen. Dieser Mechanismus liefert eine Erklärung für die auch im Trägheitsbereich erhöhten Frequenzspektren aus

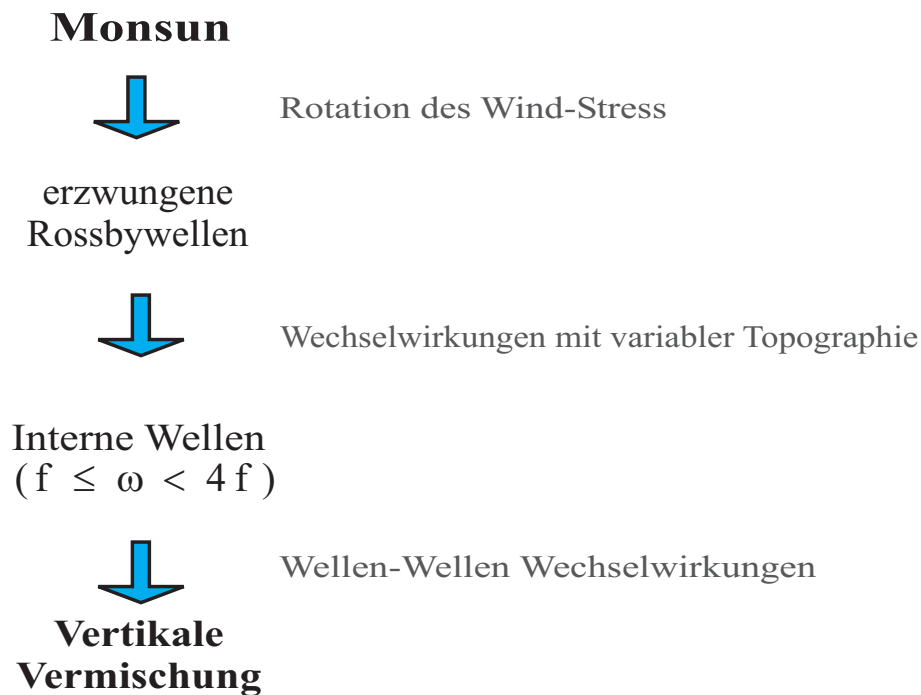


Abbildung 7.24: Schematische Darstellung des Energietransfers von Wind an die vertikale Vermischung.

dem Somalibecken. Der stärkste Anhalt für diese Hypothese liegt jedoch in der Korrelation der Varianzen der Rossbywellen und des niederfrequenten Bereichs der verankerten Zeitserien begründet.

Die Ergebnisse zeigen einen Prozeß auf, in dem der tiefe Ozean indirekt durch den Wind vermischt wird (Abbildung 7.24). Der durch den Südwestmonsun auf die Meeresoberfläche ausgeübte Windstreß führt zu der Anregung von Rossbywellen. Diese Wellen können in TOPEX/POSEIDON Altimeterdaten in dem Gebiet zwischen 4° N und 12° N und 60° O bis an die Küste Somalias verfolgt werden (P. Brandt, pers. Mitt.). Ein Teilgebiet davon wird von dem Arabischen-Indischen Rücken eingenommen. *Eigenheer* (1997) beschrieb die Beobachtungen als erzwungene Rossbywellen, die mit einer vertikalen Wellenlänge von 6000 m und zonaler Wellenlänge von 1100 km nach Westen propagieren. An der Küste Somalias angekommen reflektieren die Wellen, wobei zonale Wellenlängen von ca. 700 km angenommen werden.

Die Beobachtungen sind in vielerlei Hinsicht ungewöhnlich für den Ozean. Häufig im Ozean beobachtbare freie Rossbywellen propagieren entlang von Pfaden, auf denen f/D konstant ist, wobei D die Wassertiefe darstellt. Diese Wellen würden mit einem hinreichend ausgedehnten topographischen Hindernis nicht wechselwirken, sondern das Hindernis durch eine Änderung der Ausbreitungsrichtung umgehen. Aus dem Auftreten von planetarischen Wellen oder anderen mesoskaligen Wirbeln im Ozean kann daher

nicht im allgemeinen auf eine erhöhte vertikale Vermischung geschlossen werden. Die in diesem Abschnitt beschriebenen Untersuchungen zeigen allerdings, daß Gebiete mit einer erhöhten Wirbelaktivität potentielle Gebiete mit erhöhter vertikaler Vermischung darstellen.

Eine unmittelbare Folge der in größerer Tiefe erhöhten Energie des internen Wellenfeldes ist, daß die vertikale Energieverteilung der internen Wellen nicht im Einklang mit der sich aus der WKB-Approximation ergebenden Schichtungsskalierung ist. Diese wird beispielsweise im GM75 Modell vorausgesetzt und beschreibt eine Abhängigkeit zwischen Scherung und Schichtung mit $S \sim \bar{N}^{-1}$. Die hier in den Gebieten mit erhöhter vertikaler Vermischung beobachtete Verteilung der Scherung interner Wellen beschreibt dagegen eine Abhängigkeit von $S \sim \bar{N}^{-1/2}$. Die Tatsache, daß dieser Zusammenhang in allen drei Teilgebieten ausgeprägt ist, weist auf einen Gleichgewichtszustand hin. Unterstützt wird diese Hypothese durch die Beobachtungen von *Kunze et al.* (1992), der in dem mit mesoskaligen Wirbeln intensivierten Gebiet vor der Küste Kaliforniens die gleiche Abhängigkeit zwischen Scherung und der mittleren Schichtung feststellen konnte.

Von dem topographischen Hindernis ausgestrahlte interne Wellen mit Frequenzen zwischen $1,2f \leq \omega \leq 3f$ und Wellenzahlen kleiner als $0,01 \text{ m}^{-1}$ haben ein Ausbreitungsvermögen von einigen 100 km. Sie sind in der Lage, kinetische Energie auch in von ihrem Ursprung entfernte Regionen zu transportieren, wo sie den Energiefluß zu größeren Wellenzahlen verstärken würden. Wechselwirkungen der internen Wellen mit den Rossbywellen könnten den Energiefluß zu großen Wellenzahlen zusätzlich fördern (*Kunze und Sanford*, 1986). Ein Prozeß, der die vertikale Verteilung der kinetischen Energie der internen Wellen beeinflussen kann, ist die Absorption an kritischen Schichten (*Booker und Bretherton*, 1967).

Die sich aus der Verteilung der Scherung ergebene Parameterisierung des turbulenten Austauschkoeffizienten ist $K_\rho \sim \bar{N}^{-2,25}$. Direkte Dissipationsmessungen von *Gregg* (1989) und *Polzin et al.* (1995) zeigten dagegen eine schichtungsunabhängige Verteilung des Austauschkoeffizienten auf, wobei allerdings nur ein geringer Anteil der Messungen in Tiefen größer als 1000 m durchgeführt wurden. In einer vorangegangenen Untersuchung fand *Gargett* (1984) eine N^{-1} Abhängigkeit des Austauschkoeffizienten. Die in dieser Untersuchung verwendeten direkten Dissipationsmessungen stammten überwiegend aus Fjorden, Seen und Schelfgebieten. Hier könnten Wechselwirkungen zwischen Topographie und windergezeugten Fluktuationen einen stärkeren Einfluß gehabt haben.

Falls sich der hier gefundene Zusammenhang in anderen Regionen des Ozeans mit erhöhter mesoskaliger Wirbelaktivität in Verbindung mit variabler Topographie weiter bekräftigt, könnte in diesen Gebieten eine Parameterisierung der vertikalen Vermischung alleine aus der mittleren Schichtung abgeleitet werden. Diese wäre insbesondere für die Verwendung eines variablen Austauschkoeffizienten in numerischen Modellen eine erheb-

liche Vereinfachung. Weiterhin bestünde die Möglichkeit, anhand von Satellitendaten, beispielsweise der TOPEX/POSEIDON Daten, potentielle Gebiete erhöhter vertikaler Vermischung im tiefen Ozean ausfindig zu machen.

7.6 Zusammenfassung

Dieses Kapitel befaßte sich mit der räumlichen Verteilung der durch das interne Wellenfeld hervorgerufenen vertikalen Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean und seiner zeitlichen Variabilität. Im gesamten nördlichen Teilgebiet wurde in größeren Tiefen ein stark erhöhter vertikaler Austauschkoefizient festgestellt. Als Energielieferant für die erhöhte vertikale Vermischung konnten die Rossbywellen identifiziert werden.

Die Untersuchungen des internen Wellenfeldes wurden anhand von Vertikalprofilen der horizontalen Scherung, CTD Daten und Strömungszeitserien aus Verankerungen durchgeführt. Im Untersuchungsgebiet nördlich von 3°N wurde in Tiefen unterhalb von 1500 m eine erhöhte Energieverteilung des internen Wellenfeldes bestimmt. Die Ergebnisse der Untersuchungen im einzelnen:

- anhand der Strömungszeitserien aus dem Somalibecken wurde eine in der Tiefe relativ zu der Schichtung erhöhte Energiedichte der Frequenzspektren über den gesamten aufgelösten Frequenzbereich ($f \geq \omega \geq 7 \times 10^{-4}$) der internen Wellen festgestellt.
- die Energiedichte der mit der Schichtung skalierten Scherung interner Wellen zeigte ebenfalls eine mit der Tiefe zunehmende Energieverteilung für Wellenlängen zwischen 600 m und 60 m. Die höchsten Energiedichten wurden direkt über dem Arabisch-Indischen Rücken festgestellt. Im Somalibecken wurde in Tiefen unterhalb von 3000 m eine um dem Faktor 6 erhöhte Varianz der Scherung relativ zum GM76 Modell beobachtet.
- die Abhängigkeit der Scherung interner Wellen von der Schichtung konnte durch $S \sim \bar{N}^{-1/2}$ beschrieben werden.
- es konnte ein netto aufwärtsgerichteter Energiefluß der internen Wellen festgestellt werden, der maximale Werte über dem Arabisch-Indischen Rücken annimmt.

Vertikale Verteilungen der turbulenten Dissipationsraten und des vertikalen Austauschkoefizienten wurden anhand von Feinstruktur Parameterisierungen abgeschätzt. Im nördlichen Somalibecken, über dem Arabisch-Indischen Rücken und im westlichen Arabischen Meer wurde ein vertikaler Austauschkoefizient zwischen $\langle K_\rho \rangle = 1 - 4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ in Tiefen unterhalb von 3000 m festgestellt. Diese Werte sind um einen Faktor 10 bis 40 höher als üblicherweise in diesen Tiefen des Ozeans vorgefundene Werte. Die Untersuchungen ergaben im einzelnen:

- die turbulente Dissipationsrate zeigte in allen drei Teilgebieten eine nahezu tiefenun-

abhängige Verteilung. Im Somalibecken wurde zwischen 2000 m und 4000 m eine Dissipationsrate von $\langle \epsilon \rangle = 3 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$ festgestellt. Im westlichen Arabischen Meer wurde eine doppelt so hohe mittlere Dissipation bestimmt. Die höchsten Werte wurden direkt über dem Arabisch-Indischen Rücken berechnet. Hier lag der Erwartungswert in größeren Tiefen bei $\langle \epsilon \rangle = 7 \times 10^{-10} \text{ W kg}^{-1}$.

- entsprechend der Parameterisierung von *Osborn* (1980) zeigte sich ein mit abnehmender Schichtung stark zunehmender vertikaler Austauschkoeffizient. Der Erwartungswert des Austauschkoeffizienten im nördlichen Somalibecken lag in Tiefen unterhalb von 3000 m über $\langle K_\rho \rangle = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Im westliche Arabischen Meer und über dem Arabisch-Indischen Rücken wurde ein vertikaler Austauschkoeffizient zwischen $\langle K_\rho \rangle = 3 - 4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ festgestellt.

- die Unsicherheit der beiden bestimmten Größen liegt bei einem Faktor 3.
- der turbulente Austauschkoeffizient ließ sich anhand der Schichtung mit $K_\rho \sim \overline{N}^{-2,25}$ parameterisieren.

Bei der Untersuchung des möglichen Anregungsprozesses wurden die Gezeiten und Rossbywellen in Betracht gezogen. Dabei konnten die Rossbywellen als Anregungsmechanismus identifiziert werden. Im einzelnen wurde festgestellt:

- der kinetische Energieanteil der barotropen M_2 Gezeit im zentralen nördlichen Somalibecken betrug zwischen 60% und 70%. Der barokline Anteil war gleichmäßig auf die ersten drei Vertikalmoden verteilt. Diese Werte stimmen mit überlicherweise im Ozean vorgefundenen Verteilungen überein.

- ein durch die Anregung bedingter Jahresgang der Rossbywellen konnte auch im Frequenzbereich der internen Wellen anhand der Verankerungszeitserien nachgewiesen werden. Die Varianz der internen Wellen war zwischen Januar und Februar nahezu doppelt so hoch wie während der Meßkampagnen in den Monaten April bis August.

Die Ergebnisse dieses Abschnitts weisen auf unterschiedliche vertikale Verteilungen des turbulenten Austauschkoeffizienten in Gebieten mit hoher und niedriger mesoskaliger Variabilität hin.

8. Zusammenfassung

Diese Arbeit befaßt sich mit der vertikalen Vermischung als Antrieb der meridionalen Umwälzungszirkulation. Eine Wärmequelle in größerer Tiefe als die Quelle von kaltem Wasser ist die Voraussetzung für Bewegungen im tiefen Ozean (*Sandström*, 1908). Vertikale Vermischung bedingt einen in die Tiefe gerichteten Wärmetransport.

Das Ziel dieser Arbeit ist die Quantifizierung der vertikalen Vermischung im Somalibecken, die aufgrund des dort beobachteten hohen Einstroms zu erwarten ist. Dazu wurden Daten aus zwei Verankerungsfeldern, drei FS METEOR Expeditionen, drei FS SONNE Reisen und einer RV FRANKLIN Expedition herangezogen, die im Rahmen des deutschen Projekts “WOCE Monsunzirkulation” aufgenommen wurden. Anhand der Datensätze wurden Untersuchungen zur Tiefenwasserausbreitung im Somalibecken und zur räumlichen und zeitlichen Verteilung der vertikalen Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean durchgeführt.

Tiefenzirkulation im Somalibecken

Die Untersuchung der Tiefenzirkulation im Somalibecken wurde mit der Zielsetzung durchgeführt, die Ausbreitung des im westlichen Indischen Ozeans nach Norden setzenden Randstroms zu beschreiben, und einen möglichen Einfluß des Monsuns auf die Tiefenzirkulation abzuschätzen.

Die Tiefenzirkulation im nördlichen Somalibecken stellt sich als eine schwache zyklonale Randstromzirkulation dar. Am nördlichen Kontinentalfuß des Beckens wurde anhand der Verankerungszeitserien ein nach Westen gerichteter Randstrom mit einer Breite von 100 km und einer mittleren Geschwindigkeit von $0,01 \text{ m s}^{-1}$ bis $0,02 \text{ m s}^{-1}$ festgestellt. Der Randstrom erstreckt sich vom Boden bis in eine Tiefe von 3500 m.

Der über den Verankerungszeitraum von 18 Monaten gemittelte Transport wurde mit $1,4 \text{ Sv}$ bestimmt. Dieser Wert liegt in der Größenordnung des von *Johnson et al.* (1998) bestimmten Einstromtransports in das Somalibecken und entspricht fünf Prozent der Produktionsrate von Tiefenwasser im globalen Ozean.

Die Variabilität der Tiefenzirkulation ist um einen Faktor 4 höher als die mittlere Randstromgeschwindigkeit. Diese wird vorwiegend durch Rossbywellen mit Perioden von 30 bis 40 Tagen und durch ein tiefenintensiviertes internes Wellenfeld hervorgerufen. Die unterschiedlichen Ergebnisse früherer Untersuchungen zur Tiefenzirkulation im So-

malibecken können durch die hohe Variabilität erklärt werden.

Der Monsun bedingt durch seinen Halbjahreswechsel eine saisonale Umkehr der stark ausgeprägten Oberflächenströmung im Somalibecken. In den tiefen Wasserschichten findet sich hingegen kein Hinweis für eine durch den Monsun beeinflusste Strömungsumkehr. Die harmonische Anpassung des Jahressignals an die Zeitserien ergab lediglich eine Amplitude von weniger als $0,01 \text{ m s}^{-1}$ in Tiefen unterhalb von 3000 m.

Die hier beschriebene Tiefenzirkulation im nördlichen Somalibecken ist in Einklang mit dem Zirkulationsmodell von *Stommel und Arons* (1960b).

Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean

Die Quantifizierung der vertikalen Vermischung durch interne Wellen mit Hilfe von Feinstrukturmessungen ist erst in den letzten Jahren möglich geworden (*Polzin et al.*, 1995). Diese neuen Erkenntnisse wurden in der vorliegenden Arbeit zur Berechnung der Vermischung im nordwestlichen Indischen Ozean eingesetzt. Die Energieverteilung des internen Wellenfeldes wurde analysiert, und der vertikale Austausch anhand von Feinstrukturparameterisierungen abgeschätzt. Eine weitere Zielsetzung war die Bestimmung des Energielieferanten für die vertikale Vermischung; hier kommen die Gezeiten und der Wind in Frage.

Anhand der Verankerungsdaten wird eine in der Tiefe erhöhte Energiedichteverteilung der Frequenzspektren beobachtet. Die schichtungsskalierte Varianz interner Wellen im untersuchten Frequenzbereich ist in Tiefen von 2000 m um den Faktor 4, in 4000 m Tiefe sogar um den Faktor 9 gegenüber der Varianz in 400 m Tiefe erhöht.

Die Scherung des internen Wellenfeldes stellt für die Vermischung eine entscheidende Einflußgröße da. Die Untersuchungen der Scherung der internen Wellen wurden anhand der LADCP Messungen durchgeführt. Für eine adäquate Auflösung des Scherfeldes wurde das Auswertungsverfahren von *Fischer und Visbeck* (1993) weiterentwickelt.

Die Verteilung der Energiedichte des skalierten Scherfeldes im Gebiet nördlich von 3° N nimmt mit der Tiefe zu. Im gesamten Somalibecken ist unterhalb von 3000 m Tiefe eine um einen Faktor 6 erhöhte Scherungsvarianz relativ zu üblicherweise im Ozean vorgefundenen Werten vorhanden. Diese Ergebnisse unterscheiden sich damit stark von den Beobachtungen erhöhter Scherfelder anderer Autoren, die nur in unmittelbarer Umgebung von Topographie erhöhte Werte aufwiesen.

Die Scherung der internen Wellen steht in einem festen Zusammenhang zu der Schichtung, die mit $S \sim \bar{N}^{-1/2}$ beschrieben werden kann. Dieses Verhalten war auch schon von *Kunze et al.* (1992) in einem von mesoskaligen Wirbeln dominierten Gebiet festgestellt worden.

Abschätzungen der Dissipationsrate von internen Wellen wurde anhand der Gregg-Henyey-Polzin Parameterisierung durchgeführt (*Polzin et al.*, 1995). Der vertikale Aus-

tausch wurde mit einer von *Osborn* (1980) entwickelten Beziehung bestimmt. Das Gebiet nördlich von 3°N wurde in drei Teilgebiete aufgeteilt, das Somalibecken, das westliche Arabische Becken und der Bereich über dem Arabisch-Indischen Rücken.

Ein mit der Tiefe stark zunehmender vertikaler Austauschkoeffizient wird in allen drei Teilgebieten beobachtet. In Tiefen unterhalb von 3000 m im Somalibecken ist der Erwartungswert $\langle K_\rho \rangle = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. Über dem Arabischen-Indischen Rücken und im westlichen Arabischen Meer werden in diesen Tiefen noch höhere Werte von $\langle K_\rho \rangle = 3 - 4 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ beobachtet. Diese Austauschkoeffizienten liegen um einen Faktor 10 bis 40 über den normalerweise in größeren Tiefen des Ozeans vorgefundenen Werten (z.B. *Ledwell et al.*, 1993; *Toole et al.*, 1994). Weiterhin ist der erhöhte Austausch nicht nur auf die unmittelbare Umgebung der Topographie beschränkt (*Polzin et al.*, 1997), sondern läßt sich auch noch in über 200 km Entfernung zu der Topographie beobachten. Ein über ein vergleichbar großes Gebiet erhöhter vertikaler Austauschkoeffizient konnte bisher nur in einer weiteren Untersuchung (*Polzin und Firing*, 1997) festgestellt werden.

Aufgrund der gefundenen Abhängigkeit zwischen der Scherung und der Schichtung ergibt sich eine Parameterisierung des Austauschkoeffizienten durch die Schichtung von $K_\rho \sim \overline{N}^{-2,25}$. Üblicherweise im Ozean vorgefundene Verteilungen des vertikalen Austauschkoeffizienten sind unabhängig von der Schichtung verteilt (z.B. *Gregg*, 1989).

Bei der Untersuchung des möglichen Anregungsprozesses wurden die Gezeiten und die Rossbywellen in Betracht gezogen. Mit einer harmonischen Analyse konnten die Gezeitenströmungen in barotrope und barokline Komponenten aufgespalten werden. Der barotrope Anteil der kinetischen Energie der M_2 Gezeit im Somalibecken beträgt zwischen 60% und 70%. Der barokline Anteil ist gleichmäßig auf die ersten drei Vertikalmoden verteilt. Diese Werte stimmen mit üblicherweise im Ozean vorgefundenen Verteilungen überein.

Anhand der Verankerungszeitserien konnte ein Jahresgang der Varianz sowohl im Frequenzbereich der Rossbywellen als auch im Frequenzbereich der internen Wellen nachgewiesen werden. Die Varianz der internen Wellen ist zwischen Januar und Februar nahezu doppelt so hoch wie während der Meßkampagnen in den Monaten April bis August. Die Anregung von internen Wellen durch Wechselwirkung der Rossbywellen mit der Topographie kann auch die hohe vertikale Vermischungsrate in großer Entfernung zur Topographie erklären.

Insgesamt wird ein in der Tiefe stark erhöhter vertikaler Austausch im gesamten nordwestlichen Indischen Ozean zwischen 3°N und 14°N festgestellt, der einen erhöhten Einstrom von Tiefenwasser in das Somalibecken hervorruft. Die Ergebnisse weisen auf unterschiedliche vertikale Verteilungen des turbulenten Austauschkoeffizienten in Gebieten mit hoher und niedriger mesoskaliger Variabilität hin.

Deep Jets und Vermischung am Äquator

Das Vorhandensein der Deep Jets am Äquator führt zu Scherströmungen in der Wassersäule, die das Verhalten der internen Wellen und damit auch der vertikalen Vermischung beeinflussen. Die Untersuchung hatte zum Ziel, den vertikalen Austausch am Äquator zu quantifizieren.

Die Vertikalskalen der Deep Jets bei 57° O wurden mit 510 sm (stretched meters) bestimmt. Zwischen April und August 1995 konnte eine Phasenumkehr der Jets beobachtet werden. Eine Phasenumkehr der Deep Jets bei 80° O wurde bereits in *Dengler und Quadfasel* (zur Veröffentlichung eingereicht, 1999) beschrieben.

Die Dissipation am Äquator wurde anhand von Geschwindigkeits- und Schichtungsprofilen mit der Methode von *Kunze et al.* (1990) aus dynamisch instabilen Tiefenabschnitten abgeschätzt. Es konnte trotz einer erhöhten Energiedichte des internen Wellenfeldes nur eine geringe turbulente Dissipationsrate am Äquator bestimmt werden. Der mittlere vertikale Austauschkoeffizient zwischen 500 m und 2000 m beträgt $2,5 - 3,2 \times 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Methodisch orientierte Ergebnisse

Ein klassisches Problem der physikalischen Ozeanographie ist die Berechnung von absoluten Transporten aus geostrophischen Geschwindigkeiten, da die Geschwindigkeit in einer bestimmten Tiefe bekannt sein muß. Moderne Meßgeräte wie das LADCP bieten neue Möglichkeiten zur Lösung dieser Fragestellung.

In der vorliegenden Untersuchung wurde die barotrope Strömungskomponente von LADCP Daten zur Referenzierung von geostrophischen Geschwindigkeiten genutzt und der dabei entstehende Fehler bestimmt.

Die Genauigkeit der barotropen Strömungskomponente der LADCP Messungen wurde mit $0,008 \text{ m s}^{-1}$ ermittelt. Bei der Referenzierung von geostrophischen Geschwindigkeiten müssen zusätzlich die barotropen Gezeitenströmungen, die ageostrophischen Strömungskomponenten und systematische Fehler der LADCP Geschwindigkeiten berücksichtigt werden. Der durch die einzelnen Komponenten zusätzlich entstehende Fehler in den barotropen Geschwindigkeiten wurde auf $0,004 \text{ m s}^{-1}$ geschätzt. Insgesamt führte diese Unsicherheit zu einem Fehler von 0,6 Sv bei einer Transportabschätzung durch eine Fläche von 50 km^2 .

Eine harmonische Gezeitenanalyse von 16 Verankerungszeitserien aus dem Somali-becken und dem Gebiet südlich von Sri Lanka wurde durchgeführt, um die Gezeitenanteile aus den direkten Strömungsmessungen zu eliminieren. Die Ergebnisse wurden mit einem globalen Gezeitenmodell (*Le Provost et al.*, 1998) verglichen.

Mit der harmonischen Analyse wurden 5 Partialtiden direkt bestimmt und weitere 10 aus

den Ergebnissen anhand des gezeitenerzeugenden Potentials abgeleitet. Gezeitenströmungen kleiner als $0,002 \text{ m s}^{-1}$ konnten nicht aufgelöst werden.

Das Modell überschätzt die Amplitude der Gezeiten im Somalibecken. Außerdem wird eine Phasendifferenz von 40° in beiden Geschwindigkeitskomponenten zwischen den Modelldaten und der harmonischen Analyse der Verankerungen des Somalibeckens festgestellt. Die Gezeitenströmungen der Verankerungen südlich von Sri Lanka stimmen gut mit denen des Modells überein.

Der hier dokumentierte hohe vertikale Austausch in Tiefen unterhalb von 2500 m im nördlichen Somalibecken bedingt eine erhöhte horizontale Advektion von Tiefenwasser durch die Amirantenpassage. Die Ergebnisse dieser Arbeit unterstreichen damit den Zusammenhang zwischen der kleinskaligen turbulenten Vermischung und der globalen ozeanischen Tiefenzirkulation. Sie liefern damit eine mögliche Erklärung für eine im Vergleich zum Pazifik erhöhte meridionale Umwälzungsrate im Indischen Ozean: den Monsun.

Die Ergebnisse zeigen die Wichtigkeit der Verwendung von räumlich variablen turbulenten Austauschkoeffizienten in numerischen Modellen für eine verbesserte Beschreibung der Tiefenzirkulation und der meridionalen Umwälzungsrate im Weltozean auf.

Literaturverzeichnis

- Aanderaa, *Operating Manual RCM 4 & 5*, Aanderaa Instruments, Fanaveien 13, 5051 Bergen, Norwegen, Technical Description No. 119 , 1981.
- Aanderaa, *Operating Manual RCM 7 & 8*, Aanderaa Instruments, Fanaveien 13B, 5051 Bergen, Norwegen, Technical Description No. 159 , 1993.
- Anderson, D. L. T. und P. B. Rowlands, The Somali Current responds to the southwest monsoon: The relative importance of local and remote forcing, *J. Mar. Res.*, *34*, 395–417, 1976.
- Baines, P. G., The generation of internal tides by flat-bump topography, *Deep-Sea Res.*, *20*, 179–205, 1973.
- Bartels, J., Gezeitenkräfte, in *Geophysik II*, editiert von S. Flügge, Vol. 48 of *Handbuch der Physik*, pp. 734–774, Springer-Verlag, Berlin, 1957.
- Barton, E. D. und A. E. Hill, Abyssal flow through the Amirante Trench (western Indian Ocean), *Deep Sea Res.*, *36*, 1121–1126, 1989.
- Beal, L. M., R. L. Molinari, P. E. Robbins und T. K. Chereskin, Reversing bottom circulation in the Somali Basin, *Geophys. Res. Letters*, *27*, 2565–2568, 2000.
- Bell, T. H., Topographically generated internal waves in the open ocean, *J. Geophys. Res.*, *80*, 320–327, 1975a.
- Bell, T. H., Lee waves in stratified flows with simple harmonic time dependence, *J. Fluid. Mech.*, *67*, 705–722, 1975b.
- Booker, J. R. und F. P. Bretherton, The critical layer for internal gravity waves in a shear flow, *J. Fluid. Mech.*, *27*, 513–539, 1967.
- Briscoe, M. G., Internal waves in the ocean, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *13*, 591–598, 1975.
- Bruce, J. G. und G. H. Volkmann, Some measurements of current off the Somalia coast during the northeast monsoon, *J. Geophys. Res.*, *74*, 7742–7748, 1969.
- Cairns, J. L. und G. O. Williams, Internal wave observations from a midwater float, 2, *J. Geophys. Res.*, *81*, 1943–1950, 1976.
- Cartwright, D. E. und R. J. Tayler, Corrected tables of tidal harmonics, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, *23*, 253–265, 1973.

- Cartwright, D. E., F. R. Spencer, J. M. Vassie und P. L. Woodworth, The tides of the Atlantic Ocean, 60° N to 30° S, *Philos. Trans. R. Soc. London A*, 324, 513–563, 1988.
- Cox, C. S. und H. Sandstrom, Coupling of internal and surface waves in water of variable depth, *Journal of the Oceanographic Society of Japan*, 20th Anniversary Volume, 499–513, 1962.
- Cutler, A. N. und J. C. Swallow, Surface currents of the Indian Ocean (to 25° S, 100° E), ISO Tech. Rep. 187, 8 pp., Inst. of Oceanogr. Sci., Wormley, England, U.K., 1984.
- D'Asaro, E., A strategy for investigating and modeling internal wave source and sinks, in *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves*, editiert von P. Müller, und D. Henderson, 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop, pp. 451–466, University of Hawaii at Manoa, 1991.
- Davis, R., Diapycnal mixing in the ocean: Equations for large-scale budgets, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 777–800, 1994a.
- Davis, R., Diapycnal mixing in the ocean: The Osborn-Cox model, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 2560–2576, 1994b.
- Defant, A., *Physical Oceanography 1.*, Interscience, J. Wiley & Sons, Inc., New York, 1961.
- Dengler, M., Entstehung von homogenen Schichten durch äquatoriale Wellen, Dipl. Arbeit, Fachbereich Geowissenschaften, Universität Hamburg, 1995.
- Dengler, M., Shipboard acoustic doppler current profiler (ADCP) measurements in the Arabian Sea 1995, (unpublished manuscript), M. Dengler, IfM Hamburg, Troplowitzstr. 7, 22529 Hamburg.
- Dengler, M. und D. Quadfasel, Equatorial deep jets and abyssal mixing in the Indian Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, zur Veröffentlichung eingereicht, 1999.
- Deutsches Hydrographisches Institut, Monatskarten für den Indischen Ozean, 3. Aufl., Hamburg, 1960.
- Düing, W. und F. Schott, Measurements in the source region of the Somali Current during the monsoon reversal, *J. Phys. Oceanogr.*, 8, 278–289, 1978.
- Doodson, A. T., The harmonic development of the tide-generating potential, *Proc. Roy. Soc., A*, 100, 305–329, 1921.
- Duda, T. F. und C. S. Cox, Vertical wave number spectra of velocity and shear at small internal wave scales, *J. Geophys. Res.*, 94, 939–950, 1989.
- Dushaw, B. D., B. D. Cornuelle, P. F. Worcester, B. M. Howe und D. S. Luther, Barotropic and baroclinic tides in the central North Pacific Ocean determined from long-range reciprocal acoustic transmission, *J. Phys. Oceanogr.*, 25, 631–647, 1995.

- Egbert, G. D. und R. D. Ray, Significant dissipation of tidal energy in the deep ocean inferred from satellite altimeter data, *Nature*, 405, 775–778, 2000.
- Eigenheer, A., Compilation of underway data from the DVS on FS Meteor in the Arabian Sea 1995, (unpublished manuscript), IfM Hamburg, Troplowitzstr. 7, 22529 Hamburg.
- Eigenheer, A., Über den Einfluß von niederfrequenten Wellen auf die Monsunzirkulation im Indischen Ozean, Dissertation, FB Geowissenschaften der Universität Hamburg, 106 Seiten, 1997.
- Eigenheer, A. und D. Quadfasel, Seasonal variability of the Bay of Bengal circulation inferred from TOPEX/POSEIDON altimetry, *J. Geophys. Res.*, 105, 3243–3252, 2000.
- Emery, W. J. und J. Meincke, Global water masses: Summary and review, *Oceanol. Acta*, 9, 383–391, 1986.
- Eriksen, C. C., Evidence for a continuous spectrum of equatorial waves in the Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 85(C6), 3285–3303, 1980.
- Eriksen, C. C., Deep currents and their interpretation as equatorial waves in the western Pacific Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 48–70, 1981.
- Eriksen, C. C., Observations of internal wave reflection off sloping bottoms, *J. Geophys. Res.*, 87, 525–538, 1982a.
- Eriksen, C. C., Some characteristics of internal gravity waves in the equatorial Pacific, *J. Geophys. Res.*, 90, 7243–7255, 1985.
- Eriksen, C. C., Internal wave reflection and mixing at Fieberling Guyot, *J. Geophys. Res.*, 103, 2977–2994, 1998.
- Evans, R. H. und O. B. Brown, Propagation of thermal fronts in the Somali Current System, *Deep Sea Res.*, 28, 521–527, 1981.
- Ferron, B., H. Mercier, K. Speer, A. Gargett und K. Polzin, Mixing in the Romanche Fracture Zone, *J. Phys. Oceanogr.*, 28, 1929–1945, 1998.
- Fieux, M. und J. C. Swallow, Flow of deep water into the Somali Basin, *Deep Sea Res.*, 35, 303–309, 1988.
- Fieux, M., F. Schott und J. C. Swallow, Deep boundary currents in the western Indian Ocean revisited, *Deep Sea Res.*, 33, 415–426, 1986.
- Findlay, A. G., *A Directory for the Navigation of the Indian Ocean*, Richard Holmes Laurie, London, 1866.
- Firing, E., Deep zonal current in the central equatorial Pacific, *J. Mar. Res.*, 45, 791–812, 1987.
- Firing, E., Lowered ADCP development and use in WOCE, *Intern. WOCE Newsletter*, 30, 10–14, 1998.

- Fischer, J. und M. Visbeck, Deep velocity profiling with self-contained ADCPs, *J. Atmos. and Oceanic Technol.*, 10, 764–773, 1993.
- Fischer, J., F. Schott und L. Stramma, Currents and transports of the Great Whirl-Socotra Gyre system during the summer monsoon, August 1993, *J. Geophys. Res.*, 101(C2), 3573–3587, 1996.
- Flatté, S. M., F. S. Henyey und J. Wright, Eikonal calculations of short-wave length internal wave spectra, *J. Geophys. Res.*, 90, 7265–7272, 1985.
- Fofonoff, N. P., Oscillation modes of a deep-sea mooring, *Geo-mar. Technol.*, 2, 13–17, 1966.
- Fofonoff, N. P., Physical properties of seawater: A new salinity scale and equation of state for seawater, *J. Geophys. Res.*, 90, 3332–3342, 1985.
- Gargett, A. E., Vertical eddy diffusivity in the ocean interior, *J. Mar. Res.*, 42, 359–393, 1984.
- Gargett, A. E., Do we really know how to scale the turbulent kinetic energy dissipation rate ϵ due to breaking of oceanic internal waves?, *J. Geophys. Res.*, 95, 15,971–15,974, 1990.
- Gargett, A. E., Parameterizing the effects of small-scale mixing in large-scale numerical models, in *Modelling Oceanic Climate Interactions*, editiert von J. Willebrand, und D. L. T. Anderson, Vol. 11 of *NATO ASI Series I: Global Environmental Change*, pp. 185–204, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 1993.
- Gargett, A. E., P. J. Hendricks, T. B. Sanford, T. R. Osborn und A. J. Williams III, A composite spectrum of vertical shear in the upper ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 1258–1271, 1981.
- Garrett, C. J. R. und W. H. Munk, Space-time scales of internal waves, *Geophys. Fluid Dyn.*, 2, 225–264, 1972.
- Garrett, C. J. R. und W. H. Munk, Space-time scales of internal waves: A progress report, *J. Geophys. Res.*, 80(3), 291–297, 1975.
- Godin, G., *The Analysis of Tides*, University of Toronto Press, Toronto and Buffalo, 1972.
- Gonella, J., A rotary-component method for analysing meteorological and oceanographic vector time series, *Deep-Sea Res.*, 19, 833–846, 1972.
- Gordon, A. L., S. Ma, D. B. Olson, P. Hacker, A. Ffield, L. D. Tally, D. Wilson und M. Baringer, Advection and diffusion of Indonesian throughflow water within the Indian Ocean Equatorial Current, *Geophys. Res. Letters*, 24(22), 2573–2576, 1997.
- Gregg, M. C., Scaling turbulent dissipation in the thermocline, *J. Geophys. Res.*, 90(C7), 9686–9698, 1989.

- Gregg, M. C., Estimates and geography of diapycnal mixing in the stratified ocean, in *Physical Processes in Lakes and Oceans*, Vol. 54 of *Coastal and Estuarine Studies*, chap. 23, pp. 305–338, American Geophysical Union, 1998.
- Gregg, M. C. und E. Kunze, Shear and strain in Santa Monica Basin, *J. Geophys. Res.*, *96*(C9), 16,709–16,719, 1991.
- Gregg, M. C., D. Winkel und T. Sanford, Varieties of fully resolved spectra of vertical shear, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 124–141, 1993.
- Gregg, M. C., D. P. Winkler, T. B. Sanford und H. Peters, Turbulence produced by internal waves in the ocean thermocline at mid and low latitudes, *Dynamics of Atmospheres and Oceans*, *24*, 1–14, 1995.
- Hacker, P., E. Firing, W. D. Wilson und R. Molinari, Direct observations of the current structure east of the Bahamas, *Geophys. Res. Lett.*, *23*, 1127–1130, 1996.
- Haine, T. W. N., A. J. Watson, M. I. Liddicoat und R. R. Dickson, The flow of antarctic bottom water to the southwest Indian Ocean estimated using cfc's, *J. Geophys. Res.*, *103*(C12), 27,637–27,653, 1998.
- Hayes, S. P., Preliminary measurements of the time-lagged coherence of vertical temperature profiles, *J. Geophys. Res.*, *80*, 307–311, 1975.
- Hazel, P., Numerical studies of the stability of inviscid stratified shear flows, *J. Fluid. Mech.*, *51*, 39–61, 1972.
- Hendry, R., Observations of the semidiurnal internal tide in the western northern atlantic ocean, *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A*, *286*, 1–24, 1977.
- Henye, F. S., Hamiltonian description of stratified fluid dynamics, *Phys. Fluids*, *26*, 40–47, 1983.
- Henye, F. S., J. Wright und S. M. Flatté, Energy and action flow through the internal wave field: An eikonal approach, *J. Geophys. Res.*, *91*, 8487–8495, 1986.
- Hines, C. O., The saturation of gravity waves in the middle atmosphere. Part I: Critique of linear-instability theory, *J. Atmos. Sci.*, *48*, 1348–1359, 1991.
- Hirst, E., Internal wave-wave resonance theory: Fundamentals and limitations, in *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves*, editiert von P. Müller, und D. Henderson, 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop, pp. 509–512, University of Hawaii at Manoa, 1991.
- Itsweire, E. C., K. N. Helland und C. W. van Atta, The evolution of grid-turbulence in a stably stratified fluid, *J. Fluid. Mech.*, *162*, 533–569, 1986.
- Jackett, D. R. und T. J. McDougall, A neutral density variable for the world's ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *27*, 237–263, 1997.

- Johnson, D. A. und J. E. Damuth, Deep thermohaline flow and current-controlled sedimentation in the Amirante Passage: Western Indian Ocean, *Marine Geology*, 33, 1–44, 1979.
- Johnson, G. C., B. A. Warren und D. B. Olson, Flow of bottom water in the Somali Basin, *Deep Sea Res.*, 38, 637–652, 1991a.
- Johnson, G. C., B. A. Warren und D. B. Olson, A deep boundary current in the Arabian Sea, *Deep Sea Res.*, 38, 653–661, 1991b.
- Johnson, G. C., D. L. Musgrave, B. A. Warren, A. Field und D. B. Olson, Flow of bottom and deep water in the Amirante passage and Mascarene basin, *J. Geophys. Res.*, 103, 30973–30984, 1998.
- Joyce, T. und C. Corry, Requirements for WOCE hydrographic programme data reporting, Tech. rep., WHPO Publication 90-1, Rev. 2, WOCE Report 67/91, 1991.
- Kanaev, V. F., *Indiskii Okean (bathymetric map on scale of 1:10,000,000)*, Academy of Science of the U.S.S.R., O. U. Shmidt Institute of the Physics of the Earth and P. P. Shirshov Institute of Oceanology; Central Board of Geodesy and Cartography under the Council of Minister of the U.S.S.R., Moscow, 1977.
- Kantha, L. H. und C. C. Tierney, Global baroclinic tides, *Prog. Oceanogr.*, 40, 163–178, 1997.
- Karstensen, J., Über die Ventilation der Thermokline des Indischen Ozeans, Dissertation, FB Geowissenschaften der Universität Hamburg, 171 Seiten, 1999.
- Knox, R. A., The Indian Ocean: Interaction with the Monsoons, in *Monsoons*, editiert von J. S. Fine, und P. L. Stephens, pp. 365–397, John Wiley & Sons, New York, 1987.
- Kolla, V., L. Henderson und P. E. Biscaye, Clay mineralogy and sedimentation in the western Indian Ocean, *Deep Sea Res.*, 29, 949–961, 1976.
- Kunze, E. und T. B. Sanford, Near-inertial waves interactions with mean flow and bottom topography near Caryn Seamount front, *J. Phys. Oceanogr.*, 16, 109–120, 1986.
- Kunze, E. und T. B. Sanford, Abyssal mixing: Where it is not, *J. Phys. Oceanogr.*, 26, 2286–2295, 1996.
- Kunze, E. und J. M. Toole, Tidally driven vorticity, diurnal shear and turbulence atop Fieberling Seamount, *J. Phys. Oceanogr.*, 27, 2663–2693, 1997.
- Kunze, E., A. J. Williams III und M. G. Briscoe, Observations of shear and vertical stability from a neutral bouyant float, *J. Geophys. Res.*, 95(C10), 18,127–18,142, 1990.
- Kunze, E., M. A. Kennelly und T. B. Sanford, The depth dependence of shear fine-structure off Point Arena and near Pioneer Seamount, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 29–41, 1992.

- Kunze, E., J. Hummon, K. Polzin und E. Firing, The finescale response of lowered ADCP velocity profiles, *J. Atmos. and Oceanic Technol.*, 2000, zur Veröffentlichung eingereicht.
- Laplace, P. S., *Recherches sur plusieurs points du système du monde*, Vol. 88, Paris, 1775.
- Le Provost, C., M. L. Genco, F. Lyard, P. Vincent und P. Canceil, Tidal spectroscopy of the world ocean tides from a finite element hydrodynamic model, *J. Geophys. Res.*, 99, 24,777–24,798, 1994.
- Le Provost, C., A. F. Bennett und D. E. Cartwright, Ocean tides for and from TOPEX/POSEIDON, *Science*, 267, 639–642, 1995.
- Le Provost, C., F. Lyard, J. M. Molines, M. L. Genco und F. Rabilloud, A hydrodynamic ocean tide model improved by assimilation a satellite altimeter-derived data set, *J. Geophys. Res.*, 103, 5513–5529, 1998.
- Leaman, K. D., Observations on the vertical polarisation and energy flux of near inertial waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 6, 894–908, 1976.
- Leaman, K. D. und T. B. Sanford, Vertical energy propagation of internal waves: A vector spectral analysis of velocity profiles, *J. Geophys. Res.*, 80, 1975–1978, 1975.
- LeBlond, P. H. und L. A. Mysak, *Waves in the Ocean*, Elsevier Oceanography Series 20, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam, 1978.
- Ledwell, J. R., A. J. Watson und C. S. Law, Evidence of slow mixing across the pycnocline from an open-ocean tracer-release experiment, *Nature*, 364, 701–703, 1993.
- Ledwell, J. R., E. T. Montgomery, K. L. Polzin, L. C. St. Laurent, R. W. Schmitt und J. M. Toole, Evidence for enhanced mixing over rough topography in the abyssal ocean, *Nature*, 403, 179–182, 2000.
- Leetmaa, A. und H. Stommel, Equatorial current observations in the western Indian Ocean during 1975 and 1976, *J. Phys. Oceanogr.*, 10, 258–269, 1980.
- Lighthill, M. J., Dynamic response of the Indian Ocean to the onset of the southwest monsoon, *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, A-268, 45–92, 1969.
- Lueck, R. G. und T. D. Mudge, Topographically-induced mixing around a shallow seamount, *Science*, 276, 1831–1833, 1997.
- Luyten, J. R. und J. C. Swallow, Equatorial undercurrents, *Deep-Sea Res.*, 23, 999–1001, 1976.
- Luyten, J. R., G. Needell und J. Thomson, An acoustic dropsonde-design, performance and evaluation, *Deep-Sea Res.*, 29, 499–524, 1982.
- Madden, R. A. und P. R. Julian, Description of global scale circulation cells in the tropics with a 40–50 day period, *J. Atmos. Sci.*, 20, 1109–1123, 1972.

- Magaard, L. und W. D. McKee, Semi-diurnal tidal currents at site D, *Deep-Sea Res.*, 20, 997–1009, 1973.
- Mantyla, A. W. und J. L. Reid, On the origins of deep and bottom waters in the Indian Ocean, *J. Geophys. Res.*, 100(C2), 2417–2439, 1995.
- McCarthy, M. C., L. D. Tally und M. O. Baringer, Deep upwelling and diffusivity in the southern Central Indian Basin, *Geophys. Res. Letters*, 24(22), 2801–2804, 1997.
- McComas, C. H., Equilibrium mechanisms within the oceanic internal wave field, *J. Phys. Oceanogr.*, 7, 836–845, 1977.
- McComas, C. H., Bispectra of internal waves, WHOI 78-25, Woods Hole Oceanographic Institution, Mass., 1978.
- McComas, C. H. und P. Müller, The dynamic balance of internal waves, *J. Phys. Oceanogr.*, 11, 970–986, 1981.
- McEvan, A. D., Mass and momentum diffusion in internal wave breaking events, in *Stratified Flows 1980 Proc.*, editiert von J. Carstens, und T. McClimans, Vol. II, pp. 603–635, Tapir, 1980.
- Meincke, J., Der Einfluß der Grossen Meteorbank auf die Schichtung und Zirkulation der ozeanischen Deckschicht, *Meteor-Forsch. Ergebn. A*, 9, 67–94, 1971.
- Moum, J. M., D. R. Caldwell und C. A. Paulson, Mixing in the equatorial surface layer and thermocline, *J. Geophys. Res.*, 94, 2005–2021, 1989.
- Muench, J., E. Kunze und E. Firing, The potential vorticity structure of equatorial deep jets, *J. Phys. Oceanogr.*, 24, 418–428, 1994.
- Muench, J. E. und E. Kunze, Internal wave interactions with equatorial deep jets. Part I: Momentum-flux divergence, *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 1453–1467, 1999.
- Munk, W. H., Abyssal recipes, *Deep-Sea Res.*, 13, 707–730, 1966.
- Munk, W. H., Internal waves and small-scale processes, in *Evolution of physical oceanography*, editiert von B. A. Warren, und C. Wunsch, pp. 264–291, The MIT Press, Cambridge, Mass., 1981.
- Munk, W. H. und C. Wunsch, Abyssal recipes II: energetics of tidal and wind mixing, *Deep-Sea Res.*, 45, 1977–2010, 1998.
- Nansen, F., The oceanography of the North Polar basin, *Norw. North Polar Exped. 1893-1896, Sci. Results*, 3, 9, 1902.
- Oakey, N. S., Determination of the rate of dissipation of turbulent energy from simultaneous temperature and velocity microstructure measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, 12, 256–271, 1982.

- Orlanski, I. und K. Byran, Formation of the thermocline step structure by large amplitude internal waves, *J. Geophys. Res.*, *74*, 6975–6983, 1969.
- Orsi, A. H., G. C. Johnson und J. L. Bullister, Circulation, mixing and production of Antarctic bottom water, *Prog. Oceanogr.*, *43*, 55–109, 1999.
- Osborn, T. R., Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements, *J. Phys. Oceanogr.*, *10*, 83–89, 1980.
- Peters, H., M. C. Gregg und J. M. Toole, On the parameterization of equatorial turbulence, *J. Geophys. Res.*, *93*, 1199–1218, 1988.
- Peters, H., M. C. Gregg und T. B. Sanford, On the parameterization of equatorial turbulence: Effect of fine-scale variations below the range of the diurnal cycle, *J. Geophys. Res.*, *100*(C9), 18,333–18,348, 1995b.
- Polzin, K. L., Statistics of the Richardson number: Mixing models and finestructure, *J. Phys. Oceanogr.*, *26*, 1409–1425, 1996.
- Polzin, K. L. und E. Firing, Estimates of diapycnal mixing using LADCP and CTD data from 18° S, *Intern. WOCE Newsletter*, *29*, 10–14, 1997.
- Polzin, K. L., J. M. Toole und R. W. Schmitt, Finescale parameterizations of turbulent dissipation, *J. Phys. Oceanogr.*, *25*(3), 306–328, 1995.
- Polzin, K. L., N. S. Oakey, J. M. Toole und R. W. Schmitt, Fine structure and microstructure characteristics across the northwest Atlantic subtropical front, *J. Geophys. Res.*, *101*(C6), 14111–14121, 1996a.
- Polzin, K. L., K. G. Speer, J. M. Toole und R. W. Schmitt, Intense mixing of Antarctic Bottom Water in the equatorial Atlantic Ocean, *Nature*, *380*, 54–57, 1996b.
- Polzin, K. L., J. M. Toole, J. R. Ledwell und R. W. Schmitt, Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean, *Science*, *276*, 93–96, 1997.
- Ponte, R. M. und J. R. Luyten, Deep velocity measurements in the western equatorial Indian Ocean, *J. Phys. Oceanogr.*, *20*, 44–52, 1990.
- Pugh, D. T., *Tides, surges and mean sea level*, John Wiley & Sons Ltd., 1987.
- Quadfasel, D., Über den Monsunresponse der Zirkulation im westlichen äquatorialen Indischen Ozean, Dissertation, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Universität Kiel, Kiel, 1982.
- Quadfasel, D., J. Fischer, F. Schott und L. Stramma, Deep water exchange through the Owens Fracture Zone in the Arabian Sea, *Geophys. Res. Ltrs.*, *24*, 2805–2808, 1997.
- Quadfasel, D. R. und C. Cresswell, A note on the seasonal variability of the South Java Current, *J. Geophys. Res.*, *97*, 3685–3688, 1992.

- Quadfasel, D. R. und F. Schott, Water-mass distributions at intermediate layers off the Somali coast during the onset of the southwest monsoon, 1979, *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 1358–1372, 1982.
- Ray, R. D. und G. T. Mitchum, Surface manifestation of internal tides generated near Hawaii, *Geophys. Res. Ltrs.*, *23*(16), 2101–2104, 1996.
- RD Instruments, *Principles of operation: A practical primer*, 9855 Businesspark Avenue, San Diego, CA 92131, 1989.
- RD Instruments, Calculating absolute backscatter in narrowband ADCPs, Tech. Rep. Field Service Technical Paper 003 (FST-003), RDI, 9855 Businesspark Avenue, San Diego, CA 92131, 1998.
- Reppin, J., F. Schott, J. Fischer und D. Quadfasel, Equatorial currents and transports in the upper central Indian Ocean: Annual cycle and interannual variability, *J. Geophys. Res.*, *104*, 15,495–15,514, 1999.
- Robbins, P. E. und J. M. Toole, The dissolved silica budget as a constraint on the meridional overturning circulation of the Indian Ocean, *Deep Sea Res.*, *44*, 879–906, 1997.
- Sandström, J. W., Dynamische Versuche mit Meerwasser, *Ann. Hydr. Mar. Met.*, p. 6, 1908.
- Sanford, T. B., Spatial structures of thermocline and abyssal waves, in *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves*, editiert von P. Müller, und D. Henderson, 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop, pp. 109–142, University of Hawaii at Manoa, 1991.
- Schott, F., On the energetics of baroclinic tides in the North Atlantic, *Ann. Geophys.*, *33*, 41–62, 1977.
- Schott, F. und M. Fieux, The Somali Current in autumn 1984, before the onset of the northeastern monsoon, *Nature*, *315*, 50–52, 1985.
- Schott, F. und J. Fischer, Winter monsoon circulation of the northern Arabian Sea and Somali Current, *J. Geophys. Res.*, *105*, 6359–6376, 2000.
- Schott, F. und D. Quadfasel, Variability of the Somali Current System during the onset of the southwest monsoon, *J. Phys. Oceanogr.*, *12*, 133–141, 1982.
- Schott, F., J. C. Swallow und M. Fieux, Deep currents underneath the equatorial Somali Current, *Deep Sea Res.*, *36*(8), 1191–1199, 1989.
- Schott, F., J. C. Swallow und M. Fieux, The Somali Current at the equator: Annual cycle of currents and transports in the upper 100 m and connection to neighboring latitudes, *Deep Sea Res.*, *37*, 1825–1848, 1990.
- Schott, F., J. Reppin, J. Fischer und D. Quadfasel, Currents and transports of the Monsoon Current south of Sri Lanka, *J. Geophys. Res.*, *99*(C12), 25,127–25,141, 1994.

- Schott, F., F. Pollehne, D. Quadfasel, L. Stramma, M. Wiesner und B. Zeitzechel, Arabian Sea 1995. Cruise No. 32. 23. March - 19. December 1995, *Meteor Berichte*, 95-6, 163, 1996.
- Schott, F., J. Fischer, U. Garternicht und D. Quadfasel, Summer monsoon response of the northern Somali Current, 1995, *Geophys. Res. Letters*, 24, 2565–2568, 1997.
- Schureman, P., *A manual of the harmonic analysis and prediction of tides*, Vol. Special Publication 98, Department of Commerce, U. S. Coast and Geodetic Survey, Washington, D. C., 1924.
- Slater, J. G. und R. L. Fischer, Evolution of the east central Indian Ocean, with emphasis on the tectonic setting of the Ninetyeast Ridge, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 85, 683–702, 1974.
- Send, U., Accuracy of velocity profile measurements: Effect of tropical and midlatitude internal waves, *J. Geophys. Res.*, 99(C8), 16,229–16,236, 1994.
- Send, U., M. Visbeck und G. Krahmann, Aspects of acoustic transponder surveys and acoustic navigation, *IEEE Oceans*, 96, 1631–1642, 1996.
- Shum, C. K. et al., Accuracy assessment of recent ocean tide models, *J. Geophys. Res.*, 102, 25,173–25,194, 1997.
- Siedler, G. und U. Paul, Barotropic and baroclinic tidal currents in the eastern basins of the North Atlantic, *J. Geophys. Res.*, 96, 22,259–22,271, 1991.
- Sjöberg, B. und A. Stigebrandt, Computation of the geographical distribution of the energy flux to mixing processes via internal tides and the associated vertical circulation in the ocean, *Deep-Sea Res.*, 39, 269–291, 1992.
- Smith, A. J. E. und O. B. Andersen, Errors in recent ocean tide models: Possible origin and cause, *Prog. Oceanogr.*, 40, 325–336, 1997.
- Spain, P. F., D. L. Dorson und H. Rossby, Pegasus: A simple, acoustically tracked velocity profiler, *Deep-Sea Res.*, 28, 1553–1567, 1981.
- Stommel, H. und A. B. Arons, On the abyssal circulation of the world ocean-I. Stationary planetary flow patterns on a sphere, *Deep Sea Res.*, 6(Part I), 140–154, 1960a.
- Stommel, H. und A. B. Arons, On the abyssal circulation of the world ocean-II. An idealized model of the circulation pattern and amplitude in oceanic basins, *Deep Sea Res.*, 6(Part I), 217–233, 1960b.
- Stramma, L., The South Indian Ocean Current, *J. Phys. Oceanogr.*, 22, 412–430, 1992.
- Stramma, L., J. Fischer und F. Schott, The flow field off southwest India at 8° N during the southwest monsoon of August 1993, *J. Mar. Res.*, 54, 55–72, 1996.
- Sun, H. und E. Kunze, Internal wave-wave interactions. Part II: Spectral energy transfer and turbulence production., *J. Phys. Oceanogr.*, 29, 2905–2919, 1999.

- Swallow, J. C. und R. T. Pollard, Flow of bottom water through Madagascar Basin, *Deep Sea Res.*, *35*, 1437–1440, 1988.
- Swallow, J. C., F. Schott und M. Fieux, Structure and transport of the East African Coastal Current, *J. Geophys. Res.*, *96*, 22,245–22,257, 1991.
- Thompson, R. O. R. Y., Efficiency of conversion of kinetic to potential energy by a breaking internal gravity wave, *J. Geophys. Res.*, *85*, 6631–6635, 1980.
- Thorpe, S. A., The excitation, dissipation and interaction of internal waves in the deep ocean., *J. Geophys. Res.*, *80*, 328–337, 1975.
- Thorpe, S. A., Transition phenomena and the development of turbulence in stratified fluids: A review, *J. Geophys. Res.*, *92*, 5231–5248, 1987.
- Toole, J. M. und R. W. Schmitt, Small-scale structures in the northwest Atlantic subtropical front, *Nature*, *327*, 47–49, 1987.
- Toole, J. M. und B. A. Warren, A hydrographic section across the subtropical south Indian Ocean, *Deep Sea Res.*, *40*(Part I), 1973–2019, 1993.
- Toole, J. M., K. L. Polzin und R. W. Schmitt, Estimates of diapycnal mixing in the abyssal ocean, *Science*, *264*, 1120–1123, 1994.
- UNESCO, An intercomparison of some current meters. SCOR Working Group 21, *Unesco Techn. Papers Mar. Sci.*, *11*, 70, 1969.
- UNESCO, An intercomparison of some current meters III. SCOR Working Group 21, *Unesco Techn. Papers Mar. Sci.*, *23*, 42, 1975.
- US Department of Defence, Global positioning standard positioning service signal specification, edition 2, 1995, erhältlich von dem US Coastguard Navigation Center.
- Visbeck, M. und J. Fischer, Sea surface conditions remotely sensed by upward-looking ADCP's, *J. Atmos. Oceanic Technol.*, *12*, 141–149, 1995.
- Visbeck, M. und F. Schott, Seasonal analysis of current variations in the western equatorial Indian Ocean: Direct measurements and GFDL model comparison, *J. Phys. Oceanogr.*, *22*, 1112–1128, 1992.
- Warren, B. A., Deep flow in the Madagascar and Mascarene Basins, *Deep Sea Res.*, *21*, 1–21, 1974.
- Warren, B. A., Bottom water transport through the Southwest Indian Ridge, *Deep Sea Res.*, *13*, 315–321, 1978.
- Warren, B. A., Transindian hydrographic section at Lat. 18° S: Property distributions and circulation in the South Indian Ocean, *Deep Sea Res.*, *28*, 759–788, 1981b.
- Warren, B. A., The deep water of the Central Indian Basin, *J. Mar. Res.*, *40*, 823–860, 1982.

- Warren, B. A., H. Stommel und J. C. Swallow, Water masses and patterns of flow in the Somali Basin during the southwest monsoon of 1964, *Deep Sea Res.*, *13*, 825–860, 1966.
- Watson, K. M., On the exchange of energy between surface and internal wave fields, in *Dynamics of Oceanic Internal Gravity Waves*, editiert von P. Müller, und D. Henderson, 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop, pp. 251–260, University of Hawaii at Manoa, 1991.
- Weisberg, R. H., D. Halpern, T. Y. Tang und S. M. Hwang, M_2 tidal currents in the eastern equatorial Pacific Ocean, *J. Geophys. Res.*, *92*, 3821–3826, 1987.
- Wijesekera, H. L., L. Padnam, T. Dillon, M. Levine, C. Paulson und R. Pinkel, The application of internal wave dissipation models to a strong mixing regime, *J. Phys. Oceanogr.*, *23*, 269–286, 1993.
- Wunsch, C., Internal tides in the ocean, *Rev. Geophys. Space Phys.*, *13*, 167–182, 1975.
- Wunsch, C., Geographical variability of the internal wave field: A search for sources and sinks, *J. Phys. Oceanogr.*, *6*, 471–485, 1976.
- Wunsch, C., *The ocean circulation inverse problem*, Cambridge University Press, 1996.
- Wunsch, C. und S. Webb, The climatology of deep ocean internal waves, *J. Phys. Oceanogr.*, *9*, 235–242, 1979.
- Wyrtki, K., *Oceanic Atlas of the International Indian Ocean Expedition*, National Science Foundation, Washington, DC, 1971.
- Wyrtki, K., An equatorial jet in the Indian Ocean, *Science*, *181*, 262–26, 1973.
- You, Y., Diapycnal mixing, transformation and transport of the deep water of the Indian Ocean, *Deep Sea Res.*, *46*, 109–148, 1999.
- Zahel, W., Modeling ocean tides with and without assimilating data, *J. Geophys. Res.*, *96*, 20,378–20,291, 1991.

Dank

Für die wissenschaftliche Betreuung dieser Arbeit möchte ich mich bei Prof. Dr. Detlef Quadfasel herzlich bedanken. Er bot mir viel Raum bei der Bearbeitung der Thematik. Durch sein Engagement hat er mich immer wieder für die Vielschichtigkeit der Ozeanographie begeistern können und war bis zur letzten Minute der Fertigstellung dieser Arbeit ein hilfsbereiter und aufmerksamer Betreuer.

Prof. Dr. Jan Backhaus möchte ich für seine Unterstützung, auch in der Datenerhebung, danken und für seine Bereitschaft, als Gutachter dieser Arbeit zur Verfügung zu stehen. Prof. Dr. Friedrich Schott und seiner Arbeitsgruppe danke ich für die fruchtbare Zusammenarbeit bei der Erhebung und Bearbeitung des Datensatzes. Bei Prof. Dr. Jens Meincke möchte ich mich für seine Unterstützung bedanken.

Prof. Dr. Eric Kunze danke ich für die vielen Auseinandersetzungen über die vertikale Vermischung im Ozean. Dr. Mike McPhaden sei gedankt für die Gastfreundschaft während meines Forschungsaufenthaltes in Seattle. Er hat mich für die Gezeiten begeistert. Prof. Dr. Wilfried Zahel danke ich, daß er meine Begeisterung für die Gezeiten aufrecht erhielt. Ein Dank gilt auch Prof. Dr. Matthias Tomczak für die Bereitstellung des RV FRANKLIN Datensatzes.

Desweiteren möchte ich mich bei den Projektkollegen aus dem Indian Ocean Team bedanken, insbesondere bei meinem Raumteiler und Freund Dr. Johannes Karstensen. Die vielen fruchtbaren Diskussionen haben mich häufig inspiriert. In diesem Sinne geht mein Dank auch an Dr. Sofie Woelk. Dr. Peter Brandt danke ich für die Anregungen, die diese Arbeit unterstützten. Henning Wehde danke ich für seine Hilfe. Allen Kolleginnen und Kollegen im vierten Stock sei gedankt für das nette Arbeitsklima. Heike Wohler stand mir bei organisatorischen Dingen und beim Korrekturlesen zuverlässig zur Seite.

Der lieben Gesa danke ich, daß sie mich gerade in der Endphase der Fertigstellung ertragen hat. Ihre vielseitige Unterstützung und ihr Verständnis waren unschätzbar. Meinen Eltern danke ich für die moralische Unterstützung und die Hilfsbereitschaft. Auch meine Großmutter darf hier nicht fehlen.

Gedankt sei auch den Institutionen, die eine finanzielle Unterstützung zur Anfertigung dieser Arbeit bereitstellten. Das Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft und Technologie (BMBF) unterstützte diese Arbeit im Projekt "WOCE-Monsunzirkulation", sowie durch die Finanzierung der FS SONNE Expedition. Die Deutsche Forschungsgemeinschaft (DFG) unterstützte diese Arbeit durch die Finanzierung der FS METEOR Expedition. Dem Deutschen Akademischen Auslandsdienst danke ich für die Finanzierung des Forschungsaufenthaltes am Pacific Marine Environmental Laboratory in Seattle, USA.